Hyperfeinwechselwirkungen von ^{67m}Zn in Zink- und Nickelmetall

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Hartmut B e r t s c h a t

aus Walddorf/Ostpreußen

- Mai 1974 -

Hyperfeinwechselwirkungen von ^{67m}Zn in Zink- und Nickelmetall

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Hartmut B e r t s c h a t

aus Walddorf/Ostpreußen

- Mai 1974 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. E. Recknagel
2. Gutachter: Prof. Dr. E. Matthias

Tag der Promotion:

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	3
1. Einleitung	4
2. Experimenteller Aufbau	6
3. Analyse der Meßdaten	9
4. Kerneigenschaften des $9/2^+$, 605 keV-Zustands in ^{67}Zn	11
4.1 Lebensdauer	11
4.2 Multipolordnung der γ-Strahlung	14
4.3 Magnetisches Dipolmoment	15
4.4 Elektrisches Quadrupolmoment	18
5. Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten in Zink	20
5.1 Messung der Temperaturabhängigkeit des EFG	20
5.2 Strahlenschäden nach Kernreaktionen	22
5.3 Diskussion der Temperaturabhängigkeit des EFG	25
6. Magnetisches Hyperfeinfeld von Zink in Nickel . . .	30
6.1 Messung des Hyperfeinfeldes	31
6.2 Diskussion des Hyperfeinfeldes	36
7. Schlußbemerkung	43
Literaturverzeichnis	44

Zusammenfassung

Elektrische und magnetische Hyperfeinwechselwirkungen, beobachtet mit der DPAD-Methode am isomeren $9/2^+$, 605 keV Zustand nach den Kernreaktionen $^{66}Zn(d,p)$ und $^{64}Ni(\alpha,n)$, sind der Gegenstand dieser Arbeit.

Halbwertszeit und magnetisches Moment des isomeren Niveaus wurden gemessen und das elektrische Quadrupolmoment wurde abgeschätzt. Die Ergebnisse sind

$$T_{1/2} = 333(14)\text{ns}, \quad \mu = -1.094(9)\mu_K, \quad |Q| = (0.2\ ^{+0.2}_{-0.1})\text{b}.$$

Die elektrische Quadrupolwechselwirkungsfrequenz für ^{67}Zn in polykristallinem Zinkmetall wurde bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Eine Extrapolation zu O K liefert den Wert

$$|e^2qQ/h| = 49.5(15)\text{MHz}.$$

Die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten im hexagonalen Zink wird mit der des Feldgradienten im hexagonalen Kadmium unter Bezug auf vorhandene Modellansätze verglichen.

Das magnetische Hyperfeinfeld von Zink in Nickel und seine Temperaturabhängigkeit wurde in entmagnetisierten und polarisierten Proben gemessen. Eine Extrapolation zu O K liefert den Wert

$$H_{hf}(O) = -29.6(3)\text{kG}.$$

Dieses Ergebnis und seine Beziehung zu bekannten phänomenologischen Systematiken für magnetische Hyperfeinfelder werden diskutiert.

1. Einleitung

Elektrische Kernquadrupolwechselwirkungen (QWW) in nichtkubischen Metallen haben in neuerer Zeit nicht nur in dem Maße an Bedeutung gewonnen, wie die Anzahl der veröffentlichten Experimente hierzu wuchs, sondern auch unter dem Aspekt, wie neuere Meßmethoden die Experimentiermöglichkeiten erweitern und ihre Ergebnisse tieferen Einblick in die Mechanismen der QWW sowie vermehrte Kenntnisse über den Ursprung des elektrischen Feldgradienten (EFG) vermitteln sollen. Theoretische Arbeiten, die die experimentellen Ergebnisse der QWW in Metallen interpretieren können, gibt es jedoch nur in Ansätzen, dann aber liefern die Berechnungen, die wegen der Komplexität der Probleme unter groben Näherungen leiden, nur qualitative Übereinstimmung. Sehr konkret werden diese Behauptungen am Beispiel des vielfach untersuchten Systems ^{111}Cd in Kadmiummetall belegt |2-7|. Als Ausweg aus der derzeitigen Situation bietet sich von der experimentellen Seite die Möglichkeit an, systematische Untersuchungen dort vorzunehmen, wo zu verallgemeinernde Gesetzmäßigkeiten zu erwarten sind.

In dieser Arbeit werden zum ersten Male ein Experiment zur QWW von ^{67}Zn in Zinkmetall beschrieben und Ergebnisse zum Temperaturverhalten des EFG erläutert. Zur Messung erwies sich die Methode der zeitlich-differentiellen Beobachtung der gestörten Winkelverteilungen der γ-Strahlung nach Kernreaktionen (time-differential perturbed angular distribution, DPAD; eine Beschreibung findet sich in Ref. 8) dank der Eigenschaften des als Sonde verwandten isomeren Zustands in ^{67}Zn als sehr geeignet, d.h. die Bedingung $|e^2qQ\tau| \approx \hbar$ ist erfüllt (q ist der EFG im Zink, τ und Q sind die Lebensdauer und das elektrische Quadrupolmoment des angeregten Kernzustands). Da Zn und Cd, beide aus der divalenten Gruppe IIB des Periodensystems, zu den hcp (hexagonal close packed) Metallen gehören, ist ein Vergleich der QWW in diesen Metallen naheliegend.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547615_0002

Magnetische Hyperfeinfelder (MHF, H_{hf}) sind seit 1958, als zum ersten Male die magnetische Hyperfeinwechselwirkung (MHFWW) am Kernort eines nichtmagnetischen Atoms in einem ferromagnetischen Wirtsgitter gemessen war |9|, der Gegenstand zahlreicher Untersuchungen mit verschiedenen Methoden geworden. Theoretischen Bemühungen, die mikroskopische Natur der MHFWW zu verstehen, ist bisher kein befriedigender Erfolg beschieden. Im wesentlichen werden hier zwei Modelle diskutiert, beide semiempirischen Charakters. Balabanov und Delyagin |10| betrachteten die gesamten Elemente des Periodensystems in jeweils e i n e m ferromagnetischen Wirtsgitter und fanden eine systematische Abhängigkeit des MHF sowohl von der Anzahl der inneren, voll besetzten Elektronenschalen, d.h. von der Periode, als auch von den Besetzungszahlen der äußeren Schalen. Campbell |11| führte für die sp-Elemente eine phänomenologische Parametrisierung des MHF in Abhängigkeit vom magnetischen Moment des Gastgitteratoms ein. Beide Modelle werden später skizziert.

Hier wird die Messung des MHF von Zink in Nickel und seiner Temperaturabhängigkeit beschrieben. Als Sondenkern wurde wieder ^{67}Zn gewählt. Die notwendige Bedingung für die Anwendung der DPAD-Methode, nämlich die Gültigkeit der Abschätzung $|g\mu_K H_{hf}\tau| \approx \hbar$ (μ_K ist das Kernmagneton, g der g-Faktor des isomeren Zustands), erwies sich als gegeben.

In beiden Experimenten wurde der isomere Zustand in ^{67}Zn durch eine Kernreaktion angeregt, bei der QWW-Messung durch ^{66}Zn(d,p), für die MHF-Bestimmung durch ^{64}Ni(α,n). Die Targets waren somit Zink- und Nickelmetall und die Rückstoßkerne wurden jeweils in ihren Targets gestoppt. Die Frage, mit welcher Wahrscheinlichkeit der Sondenkern nach der Kernreaktion wieder einen normalen Gitterplatz erreicht, ist für DPAD-Experimente in kristallinen Festkörpern noch immer nicht ausdiskutiert. Aus den hier vorliegenden Experimenten jedoch folgt, daß ein beträchtlicher Anteil der produzierten ^{67}Zn-Kerne nach Ersetzungsstößen auf normalen Gitterplätzen zur Ruhe kommt und in den meisten Fäl-

len offensichtlich eine (weitgehend) ungestörte Umgebung wahrnimmt. Somit erfahren diese durch die Kernreaktion ausgerichteten Kerne eine dem normalen Gitterplatz entsprechende Störung durch die Wechselwirkung mit dem EFG bzw. dem MHF.

Diesen Messungen vorausgegangen war das Studium einiger Kerneigenschaften des angeregten Zustands in ^{67}Zn. Zu Beginn der Experimente waren energetische Lage (605 keV), Spin und Parität ($9/2^+$) und grob die Halbwertszeit (300(30)ns) des Niveaus bekannt |12,13|. Die 605 keV-Linie war als Grundzustandsübergang ($9/2^+ \rightarrow 5/2^-$) erwiesen. In dieser Arbeit werden die Halbwertszeit $T_{1/2}$ genauer gemessen, der M2-Übergang und mögliche Beimischungen diskutiert, der g-Faktor g bestimmt und das Quadrupolmoment Q abgeschätzt. Zur Bestimmung von $T_{1/2}$, g und zur Diskussion der Multipolarität wurde die Reaktion ^{64}Ni(α,n) verwendet. Zur Messung des g-Faktors wurde das Target weit über die Curie-Temperatur aufgeheizt. Die Reaktion ^{66}Zn(d,p) eignet sich wegen der zu erwartenden QWW im Zinkkristall kaum zur Messung des g-Faktors. Sie fand daher nur zur Abschätzung von Q Verwendung. Nach einer kurzen Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der Datenanalyse werden diese Messungen als erstes referiert.

Bemerkung: Der Inhalt dieser Arbeit wird in Ref. 1 veröffentlicht. Die Figuren sind mit Ausnahme von Fig. 6 u. 9 Ref. 1 entnommen.

2. Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden am van-de-Graaff-Beschleuniger des Hahn-Meitner-Instituts, Berlin, durchgeführt. Die Kernreaktionen ließen sich mit gepulsten α-Teilchen- bzw. Deuteronenstrahlen

durchführen, deren Energien bei 13.0 bzw. 6.5 MeV lagen. Die Pulswiederholzeit betrug 2μs, die Pulsbreite 10ns, die Ionenströme hatten eine Stärke von etwa 10nA in den Tieftemperaturexperimenten und 20 - 30nA bei höheren Temperaturen. Die Targets wurden aus angereichertem (98% bei ^{64}Ni und 99% bei ^{66}Zn) metallischen Pulver zu Kügelchen von 20 - 30mg Masse zusammengeschmolzen, zu Plättchen gepreßt und zur Regenerierung der Kristallstruktur mehrere Stunden im Vakuum auf hohen Temperaturen gehalten (1000K bei Ni, 500K bei Zn). Die Nickeltargets wurden auf diese Weise zugleich entmagnetisiert.

Den Hochtemperaturexperimenten diente die in Fig. 1 abgebildete Vakuumkammer[+]. Der Ionenstrahl traf das auf einen Wolf-

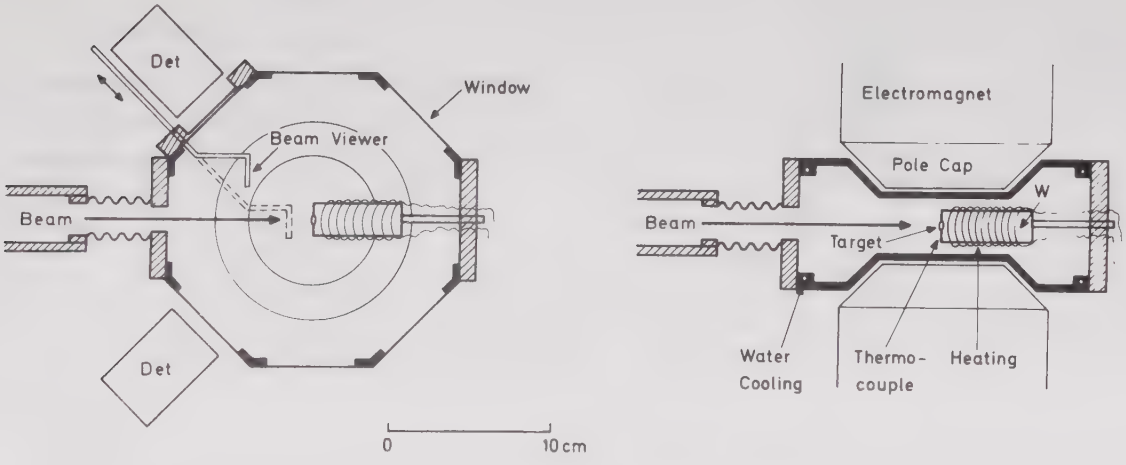

Fig. 1. Targetaufbau für Hochtemperaturexperimente (bis ca. 1200K). Det. bedeutet: Detektor für γ-Strahlung.

ramzylinder befestigte Target, dessen Temperatur mit einer Widerstandsheizung zusammen mit einem stabilisierenden Proportional-Differential-Integral-Regler eingestellt wurde. Thermoelemente dienten der Temperaturmessung und zur Reglersteuerung. Bei den Messungen mit dem Zinktarget wurde die Kammer durch eine Havar-Folie gegen das Beschleunigervakuum abgeschlossen. Ein Wasserstoffstrom, der in der Kammer einen Druck von ca. 100 Torr aufrecht erhielt, durchfloß die Kammer und bewahrte die Zinkoberflä-

---

[+] Konstruiert von E. Baltrusch, J. Bleck, R. Butt, B. Spellmeyer, HMI Berlin.

che vor oxidischen Verunreinigungen. Homogene Magnetfelder bis zu einer Stärke von etwa 25 kG konnten senkrecht zur Strahl-Detektor-Ebene angelegt werden.

Bei den Tieftemperaturexperimenten wurde die in Fig. 2 abgebildete Kammer verwendet. Das am Kühlfinger eines Verdampfer-

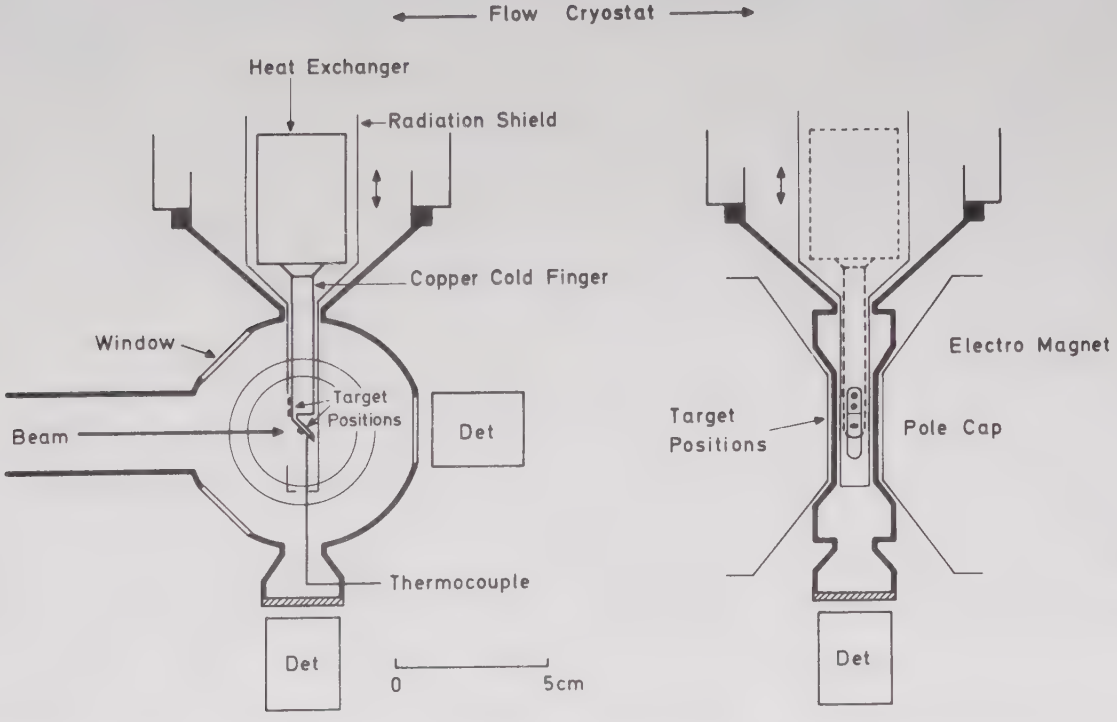

Fig.2: Targetaufbau für Tieftemperaturexperimente. Das Vakuum des Verdampferkryostaten ist mit dem des Beschleunigers verbunden. Die gesamte Kühleinheit, die aus dem Targetfinger, dem Wärmetauscher und dem Strahlungsschild besteht, kann (bei beliebiger Temperatur) relativ zur Targetkammer vertikal bewegt und um 360° gedreht werden. Somit können mehrere Targets dem Ionenstrahl ausgesetzt werden, für den im Strahlungsschild entsprechende Löcher vorhanden sind. Die Temperatur am Wärmeaustauscher läßt sich über einen elektronischen Regler stabilisieren. Die Targettemperatur wird mit einem geeigneten Thermoelement in unmittelbarer Probennähe gemessen. Die Form der Targetkammer erlaubt das Anlegen eines Magnetfeldes, dessen Stärke bis zu 20 kG betragen kann und dessen Richtung senkrecht zur Strahl-Detektor-Ebene liegt. Bevorzugte Detektorwinkel hinsichtlich der Strahlachse sind 0°, 90° und ± 135°.

kryostaten[+)] befestigte Target nahm Temperaturwerte zwischen 20 und 300 K an. Einzelheiten werden in Fig. 2 gezeigt.

[+)] Leybold-Heraeus, Köln

Die γ-Strahlung von 605 keV aus dem ^{67}Zn-Kern wurde mit zwei 38 mm x 51 mm Ø NaJ(Tl)-Detektoren nachgewiesen. Sie standen in Winkeln von $\pm$ 135° hinsichtlich der Strahlrichtung, wenn ein externes Magnetfeld angelegt war. Für die Messung des Vorzeichens des g-Faktors wurde eine asymmetrische Detektoraufstellung gewählt. Bei den Messungen ohne äußeres Feld standen die Detektoren unter 0° und 90° zur Strahlachse. Die elektronische Nachweisapparatur für die γ-Strahlung ist in Ref. 8 beschrieben.

3. Analyse der Meßdaten

Die Winkelverteilung der verzögerten γ-Strahlung kann durch den Einfluß elektromagnetischer Felder auf die Momente des Kerns gestört werden. Im Falle der magnetischen Wechselwirkung ist die Störung dann eine Folge der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment und dem am Kernort wirkenden effektiven Magnetfeld H_{eff}. Die Larmorfrequenz ω_L ist über die Gleichung $\omega_L = -g\mu_K H_{eff}/\hbar$ mit dem Feld H_{eff} verknüpft. Falls ein externes homogenes Magnetfeld H_{ext} eingeschaltet wird, gilt für die zeitabhängige Intensitätsverteilung nach Frauenfelder et al. |14| folgende Gleichung:

$$I(t,H_{eff},\Theta) = I_o e^{-t/\tau}\left[1+e^{-F(t)}\left(b_2\cos 2(\Theta-\omega_L t) + b_4\cos 4(\Theta-\omega_L t)\right)\right] \qquad (1)$$

$$\text{mit } b_2 = \frac{48A_{22}+20A_{44}}{64+16A_{22}+9A_{44}}, \quad b_4 = \frac{35A_{44}}{64+16A_{22}+9A_{44}}.$$

Die Koeffizienten A_{22} und A_{44} hängen von der Kernausrichtung und der Multipolarität des γ-Strahlen-Übergangs ab. Die Funktion $e^{-F(t)}$ beschreibt (für F(t) > 0) eine Dämpfung der Amplituden. Die Analy-

se der mit den beiden Detektoren gewonnenen Daten erfolgte durch Anpassung (nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate) mit theoretischen Funktionen der Form

$$R_2(t) = \frac{I(t,H_{eff},\theta) - I(t,H_{eff},\theta+90^\circ)}{I(t,H_{eff},\theta) + I(t,H_{eff},\theta+90^\circ)} = \frac{b_2\cos 2(\theta-\omega_L t)}{1+b_4\cos 4(\theta-\omega_L t)} \qquad (2)$$

$$R_4(t) = \frac{I(t,H_{eff},\theta) + I(t,H_{eff},\theta+90^\circ)}{2I_o e^{-t/\tau}} = 1 + b_4\cos 4(\theta-\omega_L t) \qquad (3)$$

$R_2(t)$ und $R_4(t)$ spiegeln jeweils den dominierenden Einfluß der Koeffizienten A_{22} bzw. A_{44} wieder; $F(t) = 0$ für Gl. (2),(3).Liegt eine ferromagnetische Probe in unpolarisiertem Zustande vor, so ist nach Matthias et al. |15| die zeitabhängige Intensitätsverteilung der γ-Strahlung gegeben durch

$$I(t,H_{eff},\theta) = I_o e^{-t/\tau}\left[1+e^{-F(t)}A_2G_2(t)P_2(\cos\theta)\right] . \qquad (4)$$

Terme höherer Ordnung werden hier vernachlässigt. H_{eff} ist hier das effektive magnetische Hyperfeinfeld, das am Ort des Sondenkerns wirkt. P_2 ist ein Legendre-Polynom. Der Störfaktor lautet unter der Annahme statistisch orientierter Domänen in der entmagnetisierten Probe nach Ref. 15:

$$G_2(t) = \frac{1}{5} + \frac{2}{5}\cos\omega_L t + \frac{2}{5}\cos 2\omega_L t .$$

Zur Analyse der experimentellen Daten diente die Funktion

$$\frac{I(t,H_{eff},0^\circ)}{I(t,H_{eff},90^\circ)} = 1 + \frac{3}{2}A_2\hat{G}_2(t) \quad \text{mit} \quad \hat{G}_2(t) = e^{-F(t)}G_2(t) . \qquad (5)$$

Bei den Experimenten zur Kernquadrupolwechselwirkung, in denen die Wirkung des elektrischen Feldgradienten untersucht wird, gilt für die zeitabhängige Intensitätsverteilung $I(t,q,\theta)$ ebenfalls die rechte Seite von Gl.(4) mit einem entsprechenden Störfaktor $G_2(t)$ |14|. Der Störfaktor läßt sich unter der Voraussetzung eines axialsymmetrischen Feldgradienten für eine polykristalline

Probe ausdrücken durch

$$G_2(t) = \sum_{n=0}^{7} S_{2n} \cos(n\omega_o t). \qquad (6)$$

Hiermit wird die Wechselwirkung des Feldgradienten mit einem Kern charakterisiert, der den Spin I = 9/2 hat. Die Faktoren S_{2n} sind (spinabhängige) Clebsch-Gordan-Koeffizienten, $\omega_o = \frac{1}{24\hbar} e^2qQ$ ist die Kernquadrupolgrundfrequenz, die das Produkt aus Quadrupolmoment Q des Kernzustands und Feldgradient q des nichtkubischen Kristallgitters wiedergibt. Die Spinpräzessionsspektren wurden ausgewertet mit der Funktion

$$e^{t/\tau}\left[\frac{I(t,q,0^o)}{I_o} - \frac{I(t,q,90^o)}{I_o'}\right] = \frac{3}{2} A_2 G_2(t), \qquad (7)$$

wobei in Gl.(4) F(t) = 0 gesetzt war.

Mittels der Gleichungen (1-7) wurden aus den Meßdaten die Lebensdauer und der g-Faktor des isomeren Kernzustands, die Anisotropiekoeffizienten A_{22}, A_{44} des M2-Übergangs, die temperaturabhängigen Werte für das effektive Hyperfeinfeld H_{hf} in Messungen mit polarisiertem und unpolarisiertem Nickel und die temperaturabhängige Kernquadrupolwechselwirkungsfrequenz e^2qQ/h bestimmt. Die Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und diskutiert.

4. Kerneigenschaften des $9/2^+$, 605keV-Zustands in ^{67}Zn

4.1 Lebensdauer

Die Halbwertszeit wurde aus einer Serie von Messungen nach Gl.(1) bestimmt. Eine typische Zerfallskurve der 605keV-γ-Linie zeigt Fig. 3. Als Resultat ergab sich die Halbwertszeit zu

$T_{1/2}$ = 333(14)ns, somit die Lebensdauer zu τ = 480(20)ns. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit der Messung von $T_{1/2}$ = 300(30)ns nach Sawa et al. |13|.

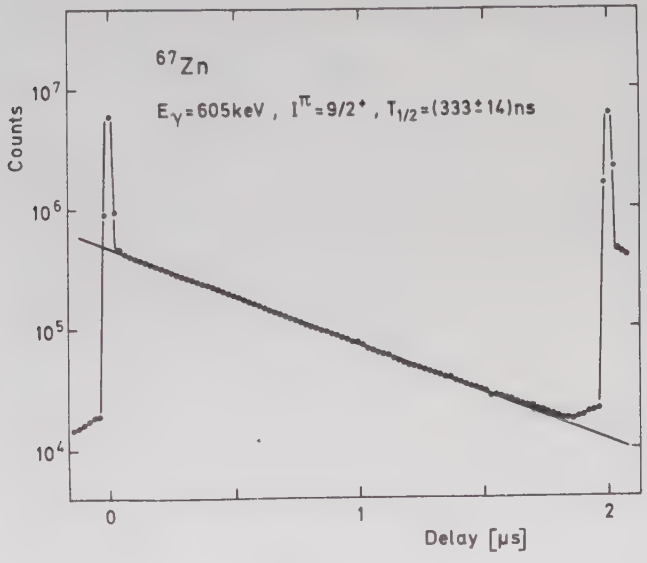

Fig.3: Zerfallskurve des 605 keV-Niveaus in ^{67}Zn. Ein konstanter Untergrund von 12 700 Ereignissen pro Kanal ist vorher subtrahiert worden.

Der 605keV-Übergang vom $9/2^+$-Zustand zum $5/2^-$Grundzustand zeigt aus folgendem Grunde fast reinen M2-Charakter: Die Moszkowski-Abschätzung |16| ergibt eine partielle E3-Übergangswahrscheinlichkeit von etwa $2\times10^2 s^{-1}$. Die gemessene Zerfallswahrscheinlichkeit ist $\lambda_{exp} = 2\times10^6 s^{-1}$. Der Vergleich liefert für das Quadrat des Mischungsverhältnisses δ^2(E3/M2) = 10^{-4}. Dieses sollte eine obere Grenze sein, denn gewöhnlich sind E3-Übergänge in dieser Massengegend verzögert.

In Tabelle 1 werden die γ-Übergänge von $9/2^+$-Zuständen im Massengebiet um A = 70 untereinander verglichen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten wurden aus den gemessenen Halbwertszeiten zusammen mit den Konversionskoeffizienten |17| berechnet, wobei reine M2-Übergänge angenommen waren. Die Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten wurden unter Berücksichtigung des statistischen Faktors nach Moszkowski berechnet. Hierzu wurden die gleichen Nukleonenkonfigurationen (Tabelle 3) angenommen, wie

Tabelle 1: M2-Übergänge von isomeren $9/2^+$-Zuständen in gu-Kernen im Massengebiet um A = 70

Kern	Übergangs-energie [keV]	$T^{exp}_{1/2}$ [s]	Konversions-Koeffizient[a]	Übergangswahrscheinlichkeit $\lambda_{exp}[s^{-1}]$	$\lambda_{theo}[s^{-1}]$[b]	Verzögerungs-faktor
^{67}Zn	605	333×10^{-9}	3×10^{-3}	2.1×10^{6}	3.3×10^{7}	16
^{67}Ge	734	70×10^{-9} c)	2×10^{-3}	9.9×10^{6}	1.7×10^{8}	17
^{69}Ge	398	2.8×10^{-6} d)	8×10^{-3}	2.5×10^{5}	4.1×10^{6}	16
^{71}Ge	23	20×10^{-3} d)	2.25×10^{2}	1.5×10^{-1}	1.6	11

a) Ref. 17, b) Ref. 16, c) Ref. 18, d) Ref. 19

Tabelle 2: Vergleich von gemessenen und berechneten Anisotropiekoeffizienten für einen reinen L = 2 (9/2 → 5/2)-Übergang |20|

A^{theo}_{22}	A^{exp}_{22}	α_2	α_4	A^{theo}_{44}	$\alpha_4 A^{theo}_{44}$	A^{exp}_{44}
0.476	0.224(8)	0.471(15)	0.13(2)	-0.286	-0.037(6)	-0.052(10)

sie später für die magnetischen Momente diskutiert werden. Für die $5/2^-$-Grundzustände war die $1g_{9/2}$-Schale als leer vorausgesetzt, ausgenommen für ^{71}Ge. Die Verzögerungsfaktoren (Spalte 7 in Tabelle 1) sind nahezu konstant, was auf eine deutliche Analogie der Zustände in den verschiedenen Kernen und deren Konfigurationen schließen läßt.

4.2 Multipolordnung der γ-Strahlung

Die Koeffizienten A_{22} und A_{44} sind aus den Spinpräzessionsspektren (Fig. 4) nach Gl.(2) und (3) gewonnen worden (F(t) = 0). Die Ergebnisse stehen in Tabelle 2. Während bei der Meßmethode der gestörten Winkelkorrelation (DPAC) die Anisotropiekoeffizienten A_{KK} zwanglos zur eindeutigen Bestimmung des Multipolcharakters des γ-Übergangs mit theoretischen Berechnungen verglichen werden können, treten bei der DPAD-Methode Schwierigkeiten auf, weil die durch die Kernreaktion verursachte Ausrichtung des Zwischenzustands, d.h. hier des angeregten Zustands, in der Regel unbekannt ist. Zum Charakter des Übergangs sind jedoch Aussagen möglich, sobald die Koeffizienten A_{22} und A_{44} gemessen sind. Nach Yamazaki |20| können die experimentellen Anisotropiekoeffizienten zu den berechneten über die Gleichung $A_{KK}^{exp} = \alpha_K A_{KK}^{theo}$ in Beziehung gesetzt werden. Die A_{KK}^{theo} werden unter der Annahme einer maximalen Ausrichtung berechnet. Die Beziehung zwischen den Abschwächungsfaktoren α_K untereinander wird von Yamazaki unter der Annahme einer Gaussverteilung für die Besetzungswahrscheinlichkeiten der magnetischen Unterzustände hergeleitet. In diesem konkreten Fall folgt aus der experimentellen Bestimmung von α_2 die Kenntnis von α_4 und damit von $\alpha_4 A_{44}^{theo}$ unter der Annahme eines reinen M2-Übergangs. Innerhalb der Fehlergren-

zen stimmen $\alpha_4 A_{44}^{theo}$ und A_{44}^{exp} (Tabelle 2) überein. Aus den zugelassenen Fehlern folgt für eine E3-Beimischung zum M2-Übergang eine obere Grenze von $\delta^2(E3/M2) = 10^{-4}$. Damit wurde Übereinstimmung zur Lebensdauermessung gefunden.

4.3 Magnetisches Dipolmoment

In Fig. 4 ist das Spinpräzessionsspektrum abgebildet, nach dem über Gl.(2) die Larmorfrequenz ω_L und damit der g-Faktor des isomeren Zustands relativ zur Larmorfrequenz des isomeren $5/2^+$-Niveaus in ^{19}F($T_{1/2}$ = 85ns, g = +1.442(3) |7|) gemessen wurde. Das Ergebnis ist

$$g = -0.243(2),$$

oder für das magnetische Moment des $9/2^+$-Zustands

$$\mu = -1.094(9)\mu_K.$$

Die Messung wurde bei einer Targettemperatur von 112OK ausgeführt, so daß paramagnetische Beiträge zum effektiven Magnetfeld am Kernort vernachlässigbar sind, ebenso liegt die diamagnetische Korrektur (σ = 0.25% |21|) weit innerhalb der Fehlergrenzen. Das Vorzeichen wurde durch Phasenvergleich der Spinpräzessionsmessungen zweier Detektoren in geeignetem Winkel zueinander abgeleitet.

Das magnetische Moment wird mit den bekannten Momenten anderer $9/2^+$-Zustände im Massengebiet um A = 70 verglichen (Tabelle 3). Die Kerne liegen fernab von abgeschlossenen Schalen und für die Wellenfunktionen ihrer Zustände ist mit starken Beimischungen zu rechnen. Aus (d,p)-Reaktionsdaten für gerade Zn-Isotope ist bekannt |12|, daß starke ℓ = 4 Übergänge zu $9/2^+$-Zuständen in den erzeugten Kernen beobachtet wurden. Hieraus läßt sich folgern, daß die betrachteten Zustände nahezu Einteil-

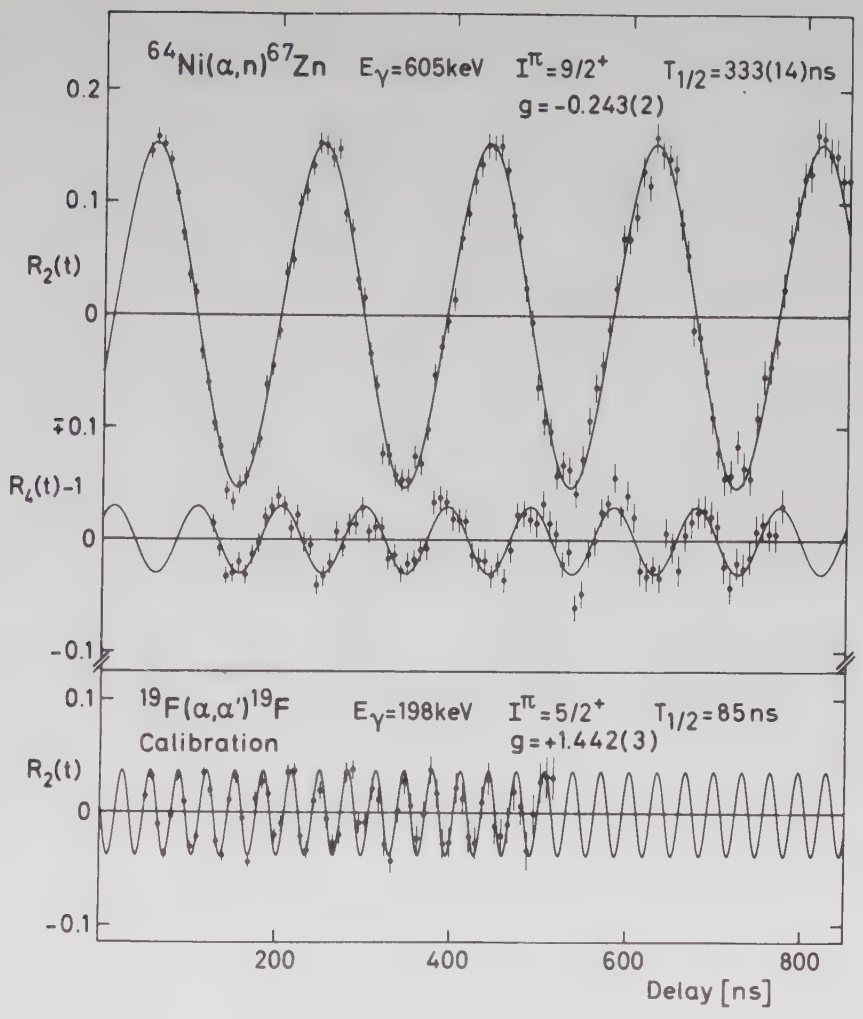

Fig.4: Zeitlich-differentielle Spinpräzessionsspektren des 605 keV, $9/2^+$-Niveaus in ^{67}Zn und des 198 keV, $5/2^+$-Niveaus in ^{19}F. $R_2(t)$ repräsentiert hauptsächlich den A_{22}-Term, $R_4(t)$ hauptsächlich den A_{44}-Term.

chenniveaus sind..Zur Deutung ihrer magnetischen Momente ist es daher sinnvoll, zum Schmidtwert $\mu_s = -1.91\ \mu_K$ Korrekturen nach dem Core-Polarisations-Modell |22| zu berechnen. Den Rechnungen in Tabelle 3 wurden Nukleonenkonfigurationen zugrunde gelegt, wie sie dem natürlichen Auffüllen der Schalenmodellniveaus entsprechen. Lediglich die $2p_{1/2}$-Schale blieb leer, weil dadurch die beste Angleichung an die experimentellen Werte gefunden wurde. Der Einfluß eines Protonenpaares auf das magnetische Moment beim Vergleich von ^{67}Zn und ^{69}Ge wird wiedergegeben. Insgesamt werden die Tendenzen der experimentellen Daten reproduziert, jedoch relativ zueinander etwas überbetont (Fig. 5), was bei den vereinfachenden Annahmen des Core-Polarisations-Modells nicht verwundert. Eine

Tabelle 3: Neutronenkonfigurationen für $9/2^+$-Zustände in gu-Kernen[a)]

Kern	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$1g_{9/2}$	$\mu_{theo}\ \|\mu_K\|$ [b)]	$\mu_{exp}\|\mu_K\|$	Ref.
^{67}Zn	4	4	1	-0.99	-1.094	hier
^{67}Ge	4	2	1	-0.64	-0.945	|18|
^{69}Ge	4	4	1	-0.93	-1.0008	|19|
^{71}Ge	4	6	1	-1.21	-1.0368	|19|
^{73}Ge	4	6	3	-0.98	-0.87922	|19|

[a)] Protonenkonfiguration Zn: $(2p_{3/2})^2$; Ge: $(2p_{3/2})^4$ [b)] Ref. 22.

bessere Übereinstimmung könnte gefunden werden, sobald alle Energienenner und Besetzungszahlen experimentell bestimmt sind und in der Rechnung berücksichtigt werden. Eine solche Behandlung der $11/2^-$-Zustände in der Cd-Sn-Gegend ist kürzlich durchgeführt worden und erbrachte befriedigende Ergebnisse |23|.

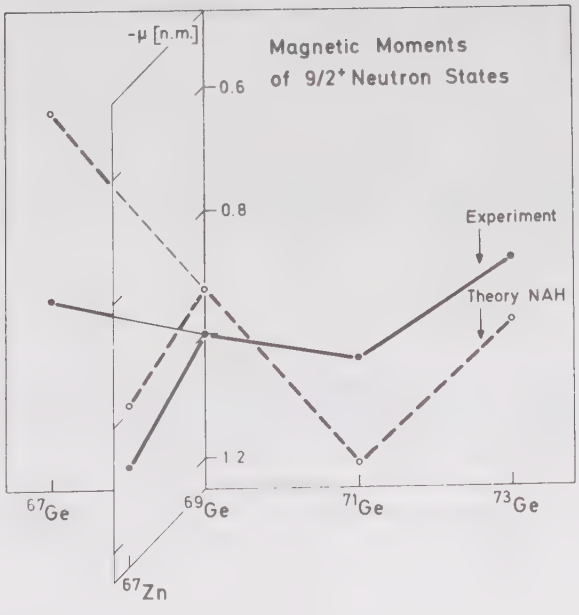

Fig.5: Vergleich von gemessenen und berechneten magnetischen Momenten von $1g_{9/2}$-Zuständen.

4.4 Elektrisches Quadrupolmoment

In den Experimenten zur Quadrupolwechselwirkung von ^{67}Zn in Zink wurde die temperaturabhängige Quadrupolkopplungsfrequenz e^2qQ/h aus den Meßdaten mittels Gl.(7) bestimmt. Das Spinpräzessionsspektrum bestätigte noch einmal den Spin 9/2 (Fig. 6 und 7; die in Fig. 6 von Gl.(7) abweichenden theoretischen Funktionen werden in der Unterschrift genannt). Der Wert für e^2qQ/h bei O K wurde graphisch aus den gemessenen Daten extrapoliert zu

$|e^2qQ/h| = 49.5(15)$ MHz.

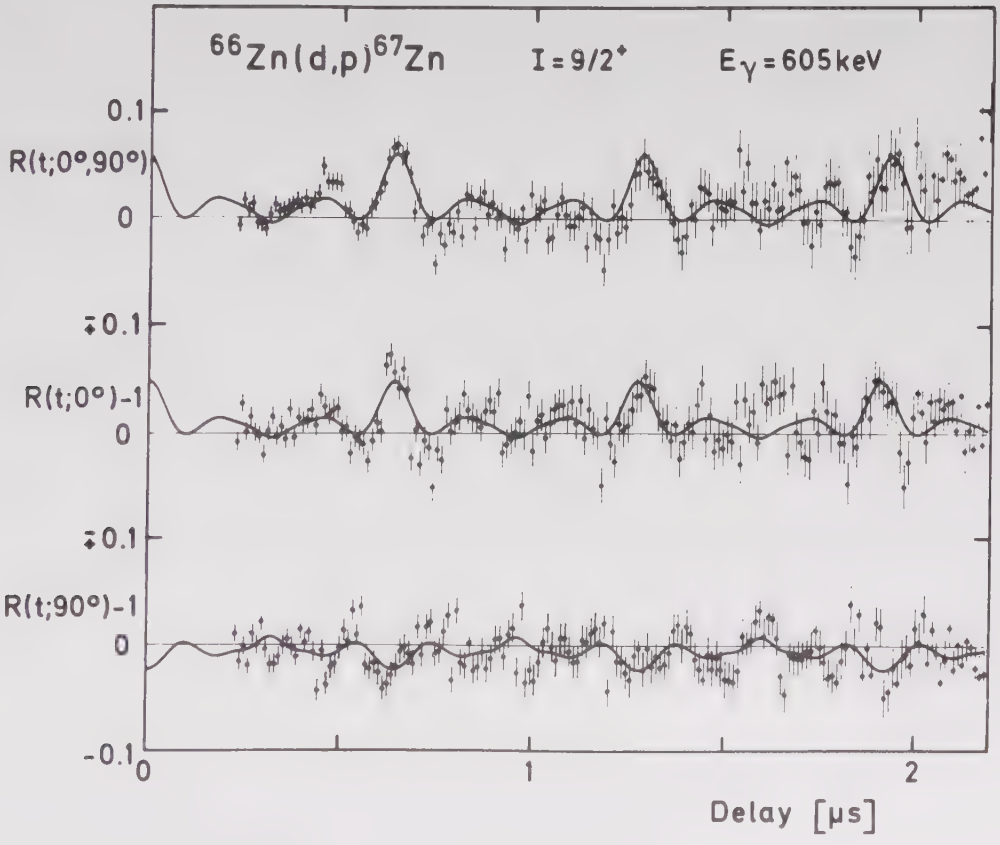

Fig.6: Spinpräzessionsspektrum zum QWW-Experiment bei T = 630 K.
Für diese Zwei-Detektor-Auswertung gilt:

$$R(t;0^\circ,90^\circ) = [I(t;0^\circ) - I(t;90^\circ)]/[I(t;0^\circ) + I(t;90^\circ)]$$

Für die Ein-Detektor-Auswertungen gilt:

$$R(t;0^\circ) = I(t;0^\circ)/(I_o \exp(-t/\tau))$$

$$R(t;90^\circ) = I(t;90^\circ)/(I_o \exp(-t/\tau))$$

Eine verläßliche Angabe des Quadrupolmoments ist solange unmöglich, wie der elektrische Feldgradient in Zink unbekannt bleibt. Dennoch soll gemäß folgender Argumente eine Abschätzung versucht werden. Nach den Ergebnissen einiger QWW-Experimente - wie ^{99}Ru und ^{111}Cd in Zn und Cd-Metall (Haas et al. |4|)- liegt der Schluß nahe, daß diese Metalle bis auf 30% den gleichen Feldgradienten haben. In Ref. 4 wird der - allerdings recht unsichere - Wert für das Quadrupolmoment des isomeren $5/2^+$-Zustands in ^{111}Cd zu $|Q(^{111}Cd)| = 0.5$ b angegeben. Aus dem Verhältnis der Quadrupolwechselwirkungsfrequenzen von ^{111}Cd in Cd (137.5 MHz, Ref. 2) und ^{67}Zn in Zn (49.5 MHz) bei 0 K ergibt sich der Wert $|Q(^{67}Zn)| = 0.2$ b.

Wegen der Unsicherheiten in der Abschätzung kann der Wert um den Faktor 2 falsch sein. Eine Berechnung des Zn-Moments im Core-Polarisations-Modell |22| (Nukleonenkonfiguration wie in Tabelle 3) sagt das Moment zu Q = -0.2 b voraus.

5. Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten in Zink

Der absolute Wert des EFG im Zinkmetall läßt sich aus der QWW-Frequenz $e^2qQ/h = 49.5(15)$MHz (Abschnitt 4.4) nur dann bestimmen, wenn das Quadrupolmoment des $9/2^+$-Zustands im ^{67}Zn gemessen ist. Nach der Abschätzung des Feldgradienten in Abschnitt 4.4 ergibt sich für den EFG bei T = 0 K explizit:

$q = 1.0 \times 10^{18} V/cm^2 = 3.4 \times 10^{15} esu/cm^3$.

mit einem Fehler vom Faktor zwei.Dieser große Wert für den EFG darf erwartet werden, gehört doch Zink (zusammen mit Kadmium) zu den einzigen hcp-Metallen mit einem Achsenverhältnis von $c/a > 1.633$ ($c/a = 1.633$ ist der ideale Wert für ein hcp-Metall). Wegen der Unsicherheit des absoluten Werts für den EFG sollen im folgenden nur relative Feldgradienten (bezogen auf die Messung bei der tiefsten Temperatur von T = 300 K) diskutiert werden.

Das (relative) Temperaturverhalten des EFG läßt sich zwischen T = 300 K und $T < T_m = 693$ K mit einer Unsicherheit von <1% messen. Das Problem des Temperaturverhaltens des EFG in Metallen, das z.T. erst durch Experimente aufgedeckt wurde und theoretisch noch weitgehend ungeklärt ist, ist einer Lösung sicherlich dann näher, wenn es hinreichend viele experimentelle Daten insbesondere für die Metalle gibt, in denen zu verallgemeinernde Gesetzmäßigkeiten zu erwarten sind. Ferner ist zu hoffen, daß mit dem Verständnis für die Temperaturabhängigkeit des EFG auch eine Berechnungsmöglichkeit seines absoluten Wertes verknüpft sein wird.

5.1 Messung der Temperaturabhängigkeit des EFG

Die Messungen zur QWW von ^{67}Zn in Zink wurden bei fünf verschiedenen Temperaturen vorgenommen. Da die QWW-Frequenz

keine sehr empfindliche Funktion der Temperatur ist, wurde auf eine elektronische Temperaturstabilisierung verzichtet. Die Probentemperatur wurde mit einem Thermoelement gemessen. Die Spinpräzessionsspektren aller Messungen sind in Fig. 7 abgebildet.

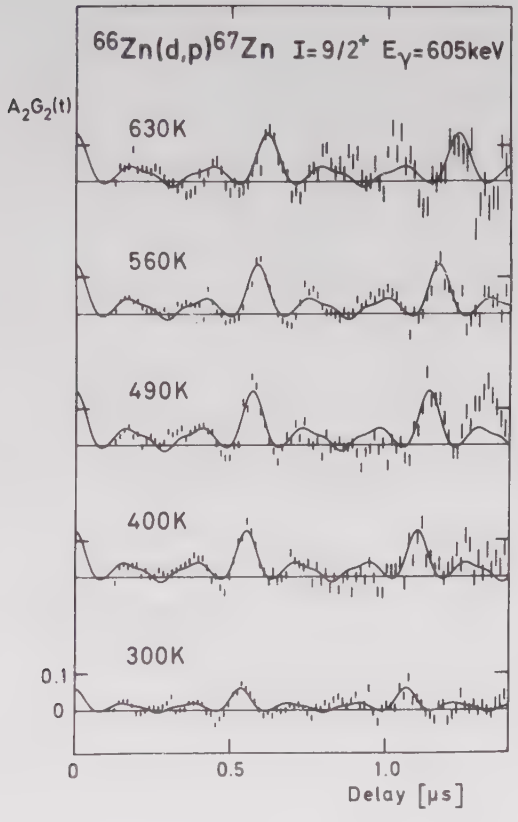

Fig.7: DPAD-Spektren von $^{67}Zn_{9/2}^{+}$ in polykristallinem Zinkmetall bei verschiedenen Temperaturen.

Diese Spektren wurden mit Funktionen nach Gl. (7) angepaßt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 4 eingetragen. Zu tieferen Temperaturen hin wurden die Messungen nicht fortgesetzt, da schon bei Zimmertemperatur die Modulationsamplitude stark reduziert ist.

Bevor diese Ergebnisse diskutiert werden, sind einige Bemerkungen vorauszuschicken, die sich auf die Position des Son-

denkerns im Zinkkristall und auf seine Umgebung nach einer Kernreaktion beziehen.

Tabelle 4: Experimentelle Ergebnisse

Temperatur [K]	Modulationsamplitude[a)]	$\lvert e^2qQ/h \rvert$[b)] [MHz]
300(10)	0.063(7)	45.5(4)
400(10)	0.127(10)	44.0(3)
490(15)	0.147(13)	42.6(3)
560(15)	0.138(9)	41.4(3)
630(15)	0.133(13)	39.3(4)

a) $A_{22}G_2(t)$ zur Zeit $t = 2\pi N/\omega_o$. Mit $A_{22}^{exp} \approx 0.13$ ergibt sich analog zu Tabelle 2 für $A_{44}^{exp} \approx \alpha_4 A_{44}^{theo}$ der Wert ≈ -0.01, der innerhalb der Fehlergrenzen von A_{22}^{exp} liegt. A_{44} kann daher vernachlässigt werden.

b) Die Fehler der Frequenzmessungen rühren von den Fehlern der Anpassung und der Zeiteichung her.

5.2 Strahlenschäden nach Kernreaktionen

Obgleich Untersuchungen von Strahlenschäden nach Kernreaktionen im Festkörper nicht Ziel dieser Arbeit waren, müssen doch einige Aussagen über deren möglichen Einfluß auf die Meßergebnisse gemacht werden.

Kristalline Strahlenschäden lassen sich im Rahmen der DPAD-Methode aus dem Verhalten der Amplitudenmodulation in den Spinrotationsspektren nachweisen. Im vorliegenden Fall, in dem die

QWW-Frequenz in Abhängigkeit von der makroskopischen Kristalltemperatur untersucht wurde, kann sowohl eine Variation der Grösse der Anfangsamplitude mit der Temperatur T als auch eine zeitabhängige, mit T veränderliche Dämpfung der Amplitude auftreten. Zur genaueren Analyse von Strahlenschäden müßte die effektive Kernausrichtung im möglichst ungestörten Fall, d.h. in der flüssigen Phase des Metalls als Bezugspunkt, gemessen sein, was hier nicht geschehen ist. Die Werte der Anfangsamplituden sind in Tabelle 4, Spalte 2 eingetragen. Hierbei ist bemerkenswert, daß die Amplituden bei höheren Temperaturen konstant sind, während sich die Amplitude bei Zimmertemperatur in weniger als 50ns (der in diesem Versuch experimentell nicht aufgelösten Zeit) um ≈50% reduziert.

Zur Reduktion der Amplitude in der Messung bei 300 K tragen strahlungsbedingte Langzeiteffekte nicht bei, denn die Messungen wurden nacheinander an der gleichen Probe in der Reihenfolge 560 - 490 - 400 - 300 und 630 K durchgeführt. Bei der letzten Messung erreichte die Amplitude wieder ihren ursprünglichen Wert.

Alle Spinpräzessionsspektren lassen sich mit der Annahme e i n e r scharfen Frequenz anpassen. Dies legt den Schluß nahe, daß die angeregten Kerne in der Regel mit einem einheitlichen Feldgradienten wechselwirken. Im Temperaturbereich über 400 K wird in den Spektren keine signifikanten Dämpfung der Amplitude beobachtet, d.h. für eine eventuelle Relaxationszeit τ_R gilt im Rahmen der Meßgenauigkeit $\tau_R > 3\mu s \approx 6\tau$. Somit dürfen mögliche Strahlenschäden, wie Leerstellen oder Zwischengitterplatzbesetzungen in der unmittelbaren Umgebung des Sondenkerns - im beobachteten Zeitraum - ausgeschlossen werden, da die genannten Störstellen Frequenzverteilungen bewirken würden.

Das Meßergebnis zum Experiment bei 300 K, bei dem ebenfalls keine Dämpfung beobachtet wurde, aus Gründen der Statistik aber auch nicht eindeutig ausgeschlossen werden kann, läßt die Vermutung zu, daß ein beträchtlicher Teil der Rückstoßkerne aufgrund der längeren Ausheilzeit für Störstellen bei Zimmertemperatur auf Plätzen zur Ruhe kommt, auf denen die Kerne mit anderen, statistisch verteilten Feldgradienten wechselwirken.

Eine eingehende Untersuchung des durch Strahlenschäden produzierten EFG in Abhängigkeit von der Temperatur wird zur Zeit an dem System ^{111}Cd in kubischem Palladium nach der Kernreaktion ^{108}Pd $(\alpha,n)^{111}$Cd durchgeführt. Hier wurde bereits die statische QWW eingefrorener Störstellen beobachtet |24|. Die QWW-Frequenzen liegen bei 87 MHz und wurden von tiefen Temperaturen (20 K) bis zu 300 K gemessen. Bei 400 K ließen sich keine statischen QWW mehr nachweisen.

Die vorliegende Messung schließt sich einer Serie von Ionenstrahlexperimenten an |5, 6, 25|, in denen der Aspekt der Strahlenschäden besonders beachtet wurde. So beobachteten Bleck und Mitarbeiter |6| die QWW von ^{111}Cd in Kadmium in einem DPAD-Experiment und verglichen die Ergebnisse mit einer entsprechenden Messung mit der DPAC-Methode. Dabei stellten sie signifikante Unterschiede im temperaturabhängigen Verhalten der Modulationsamplitude fest: Während im DPAC-Experiment keine Variation bemerkt wurde, wird die Variation der Amplitude insbesondere zu tieferen Temperaturen hin auf strahlungsinduzierte Störstellen zurückgeführt. Die Frequenzen sind in beiden Experimenten die gleichen; lediglich bei tieferen Temperaturen (80 K) gibt es Abweichungen von etwa 3.5%. Werden diese Ergebnisse auf das Zink-Experiment übertragen, so darf angenommen werden, daß die gemessenen Frequenzen im Bereich von Zimmertemperatur und darüber von Strahlenschäden unbeeinflußt bleiben.

In einem QWW-Experiment von ^{69}Ge in Zink |25| wurde die Modulationsamplitude über ca. 5µs ohne eine Dämpfung beobachtet. Insgesamt darf geschlossen werden, daß ein hoher Prozentsatz der Rückstoßkerne nach dem Abbremsprozeß normale Gitterplätze erreicht, wahrscheinlich nach Ersetzungsstößen, und daß das Quadrupolmoment dieser Kerne mit einem einheitlichen Feldgradienten wechselwirkt.

Allerdings gibt es Abweichungen der Meßpunkte von den theoretischen Kurven. Sie sind zum größten Teil durch Nichtlinearitäten

der verwendeten elektronischen Geräte erklärbar: Parallel zu den in Fig. 7 gezeigten Messungen lief ein zweiter Zeit-Amplituden-Umwandler mit, der auffallende Abweichungen u n - s y s t e m a t i s c h an anderen Stellen des Spektrums zeigte (vgl. auch die beiden Messungen bei 630 K in Fig. 6 und 7). Geringfügige s y s t e m a t i s c h e Abweichungen wie etwa die im Nebenminimum unmittelbar vor dem Maximum bei ca. 0.6µs ließen sich nicht mit der Einführung eines Asymmetrieparameters $\eta = (q_{xx} - q_{yy})/q_{zz}$ deuten. Eine Erklärung wäre möglicherweise dadurch gegeben, daß das verwendete Zink der Voraussetzung einer polykristallinen Probe nicht voll entsprach. Dieser Frage wurde nicht nachgegangen.

5.3 Diskussion der Temperaturabhängigkeit des EFG

Theoretische Versuche zur Erklärung des EFG in Metallen führten nur in wenigen Fällen zu quantitativen Ergebnissen. Gewöhnlich werden für den Feldgradienten q am Kernort zwei Quellen diskutiert, nämlich der Beitrag q_{ion}, der den Ionenrümpfen im Gitter in der Umgebung des betrachteten Atoms zugeschrieben wird, und q_{el}, der Beitrag, der auf die Leitungselektronen zurückgeführt wird und meistens dominant ist. Für den EFG gilt also: $q \approx q_{ion} + q_{el}$. (Andere Anteile zum EFG, wie z.B. die Quadrupolpolarisierung der Ionenrümpfe durch die Leitungselektronen bieten Effekte in der Größenordnung von 10% und werden hier vernachlässigt). Während q_{ion} elementar berechnet werden kann (z.B. nach Ref. 26, s.u.), erweist sich die Berechnung von q_{el} als schwierig: Watson, Gossard und Yafet |27| haben den Einfluß der Leitungselektronen auf den EFG für eine Reihe von Metallen, allerdings nicht für die der IIB-Gruppe, als Funktion der Zustands-

dichte an der Fermikante berechnet. Mohapatra et al. |7| gehen bei der Berechnung von q_{el} von Kadmium für T = O K darüber hinaus und betrachten das gesamte eingenommene Fermivolumen. Zur Bestimmung der Energiebänder und der Bandwellenfunktionen im gesamten Fermivolumen verwandten sie die Pseudopotential-Näherung und kamen zu Ergebnissen, die mit den Messungen bis auf den Faktor 2 verträglich sind. Als bedeutsames Resultat ihrer Arbeit betonen sie das p o s i t i v e Vorzeichen von q_{el}. Sign (q_{ion}) ist negativ. Eine ähnliche Behandlung für Zink liegt noch nicht vor, jedoch soll hier das Vorzeichen des elektronischen Anteils zum EFG analog zum Kadmium als ebenfalls positiv angenommen werden.

Für den ionischen Anteil gilt

$$q_{ion} = z\, q_{Git}(1 - \gamma_\infty),$$

wobei z durch die Valenz bestimmt wird (z = 2 für die bivalenten Metalle Zn und Cd), und q_{Git} die Summe aller Gitterpunktbeiträge bezogen auf den Kernort als Ursprung ist:

$$q_{Git} = [0.0065 - 4.3584(c/a - 1.633)]a^{-3} \quad |26|,$$

c und a sind Gitterparameter |28| und (c/a - 1.633) gibt die Differenz zwischen idealem und tatsächlichem c/a-Verhältnis für hcp-Metalle wieder. Eine gewisse Unsicherheit bei der Berechnung von q_{ion} besteht in der schwierigen Bestimmung des Sternheimer Faktors γ_∞. Zum Vergleich von Zink und Kadmium wurden die von Das und Pomerantz |26| angegebenen Werte genommen: γ_∞(Zn) = -9, γ_∞ (Cd) = -15. Für Zink sind die Ergebnisse in Tabelle 5, Spalte 2 eingetragen. Unter der Annahme von |Q(Zn)| = 0.2 b lassen sich aus den gemessenen Werten für $|e^2qQ/h|$ semiempirische Werte für den elektronischen Beitrag zum EFG berechnen (Tabelle 5, Spalte 3). Der Vergleich von ionischem Beitrag zum elektronischen ergibt das Verhältnis $q_{ion}/q_{el} \approx -1/7$ bei T/T_m = 0.432. Wird die entsprechende Abschätzung für Kadmium mit |Q(Cd)| = 0.5 b |4|, Gitterparameter Ref. 28, durchgeführt, so ergibt sich das sehr ähnliche Verhältnis von -1/6.5 . Werden jedoch die Werte aus der neueren Arbeit von Feiock und Johnson |29| für γ_∞ genommen, in der auch relativistische Effekte berücksichtigt wurden, näm-

Tabelle 5: Semi-empirische Berechnungen zum EFG

Temperatur |K|	eq_{ion} $\|10^{13}$esu/cm$^3\|$	eq_{el} [a] $\|10^{13}$esu/cm$^3\|$
300	-49.3	363
400	-51.2	354
490	-52.5	346
560	-53.5	339
630	-54.3	325

a) $q_{el} = q_{exp} - q_{ion}$; q_{exp} wurde der geglätteten Kurve in Fig. 8A entnommen. Dort wurde die Temperaturachse auf den Schmelzpunkt T_m reduziert.

lich γ_∞ (Zn) = -12 und γ_∞ (Cd) = -29, so ergeben sich die Verhältnisse Zn: -1/6, Cd: -1/4. Die Verdopplung für γ_∞(Cd) reduziert sich bei der Verhältnisbildung, weil q_{el} und q_{ion} verschiedene Vorzeichen haben. Nach wie vor ist aber der elektronische Anteil dominant; die Unsicherheit des absoluten Werts für den ionischen Anteil wird deutlich.

In Fig. 8A ist die Temperaturabhängigkeit der QWW-Frequenz, d.h. die des (experimentellen) EFG in Zink dargestellt zusammen mit der für ^{111}Cd in Kadmium |6|. Die Werte wurden durch ausgleichende handgezeichnete Kurven verbunden. Der besseren Vergleichsmöglichkeiten wegen wurden reduzierte Ordinaten verwandt. Werden die reduzierten QWW-Frequenzen über der Temperatur aufgetragen, so zeigen beide Kurven ein ähnliches Verhalten, wobei die Temperaturabhängigkeit des EFG in Zink geringer ist. Wegen der Ähnlichkeit der beiden divalenten hcp-Metalle (c/a ≈ 1.86, ihre Schmelzpunkte T_m liegen nur 100 K auseinander: T_m(Zn) = 693 K, T_m(Cd) = 594 K) wurden die Abszissen auf die Schmelzpunkte reduziert. Damit wurden die Frequenzen auf die reduzierte Temperatur T/T_m = 0.432, d.h. 300 K für Zn und 257 K für Kadmium normiert. Wie aus Fig. 8A ersichtlich wird, bleibt der Temperaturgang ähnlich, wird jedoch nicht identisch. Es ist folglich ein

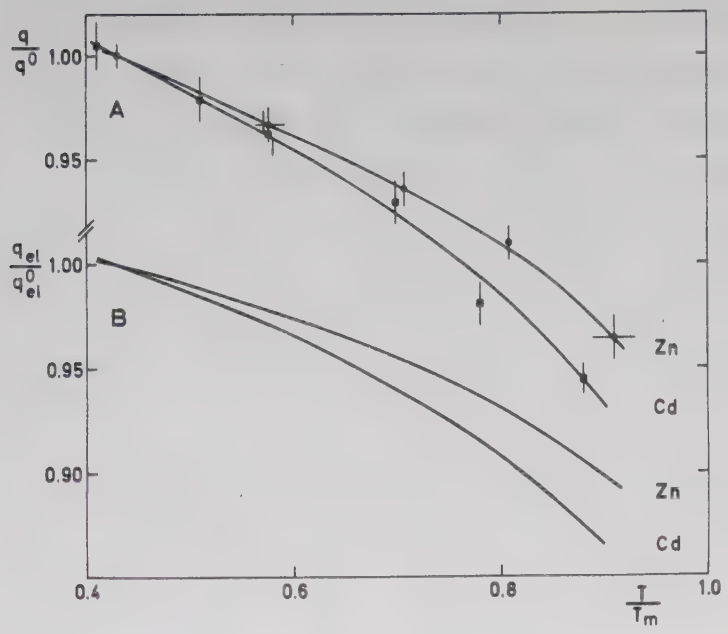

Fig.8:

A Temperaturabhängigkeit des experimentell ermittelten EFG in reduzierten Koordinaten;

B Temperaturabhängigkeit des semiempirisch bestimmten Leitungselektronenteils.

phänomenologischer Zusammenhang zwischen dem Temperaturverlauf der EFG in Zink und Kadmium und den Schmelzpunkten der Metalle, etwa ein durch T_m gegebener Skalenfaktor, nicht erkennbar. Da der EFG zum größten Anteil aus dem elektronischen Beitrag besteht und dieser von der Bandstruktur des Metalls abhängt, sollte die Unterschiedlichkeit der Bandstrukturen die Differenzen im Temperaturverlauf im wesentlichen erklären. R.W. Stark et al. |30| haben die Bandstrukturen von Zn und Cd berechnet. Das Ergebnis liefert eine bemerkenswerte Ähnlichkeit zwischen Zn und Cd aber auch deutliche Differenzen insbesondere in der Nähe der Fermienergie. Da aber der EFG auch auf die Zustandsdichte an der Fermikante sensitiv reagieren sollte, ist eine Identität des Temperaturverhaltens in den beiden Metallen nicht zu erwarten.

Die Temperaturabhängigkeit des semi-empirisch gewonnenen Anteils der Leitungselektronen zum EFG ist in reduzierten Koordinaten in Fig. 8B eingetragen. Hiermit läßt sich belegen, daß das Temperaturverhalten des EFG hauptsächlich auf das Verhalten des Leitungselektronenbeitrags zurückgeführt werden muß. Der Gitteranteil wirkt leicht verstärkend. Während das Temperaturverhalten von q_{ion} lediglich durch die temperaturabhängige Variation von c,a beschrieben wird, muß natürlich zur Berechnung von $q_{el}(T)$ die Variation der Zustandsdichte im Fermivolumen mit der Temperatur und damit verknüpft die Veränderung der Ener-

giebänder und der Bandwellenfunktionen bekannt sein.-Die wesentlichen Ergebnisse aus Fig. 8B bleiben auch dann noch erhalten, wenn die angenommenen Quadrupolmomente um etwa einen Faktor 2 falsch abgeschätzt sein sollten.

In der vorliegenden Betrachtung (Fig. 8) des temperaturabhängigen EFG in Zn und Cd findet der tatsächliche Wert für γ_∞ nur eine geringe Berücksichtigung, da hier reduzierte Frequenzen aufgetragen wurden: eine Veränderung von γ_∞ bedeutet lediglich eine sehr geringe Variation der Temperaturabhängigkeitskurven.

Werden die Werte für q_{ion} und q_{exp} (oder e^2qQ/h) über dem Kristallachsenverhältnis c/a aufgetragen, so gestaltet sich ein Vergleich zwischen Zn und Cd schwieriger, weil sich die entsprechenden c/a-Bereiche kaum überlappen. Aus einer entsprechenden Grafik konnten keine relevanten Schlüsse gezogen werden.

Der Deutung von Raghavan et al. zum Cd-Experiment |2| kann hier nicht gefolgt werden: Dort werden die beiden verschiedenen Vorzeichen für q_{ion} und q_{el} und damit der kompensierende Charakter der beiden Anteile zum EFG nicht berücksichtigt, was zur Folge hat, daß die Autoren ein "anomales" Temperaturverhalten des EFG im Kadmium herleiten: Mit steigender Temperatur fällt q_{exp}, aber q_{ion} wächst.

Im Rahmen der Beobachtungsmöglichkeiten der QWW im Zink stellt das Beispiel ^{67}Zn in Zink wegen $\Delta Z = 0$, Z Elementzahl, den einfachsten Fall dar. Die substitutionelle Gitterplatzeinnahme ist zusätzlich wegen $\Delta V = 0$, V Atomvolumen, gegenüber anderen Elementen hier am ehesten zu erwarten. Beiträge zum EFG, bedingt durch andere Elektronenkonfigurationen des Sondenatoms, treten hier nicht auf. Neuere Experimente zur Temperaturabhängigkeit des EFG in Zink von Raghavan et al. mit ^{111}Cd |31| und von Krien et al. mit ^{100}Rh |32| in Zinkmetall zeigen, daß dort lokale Effekte kaum zum Temperaturverhalten beitragen. Das Verhalten des EFG, gemessen mit diesen Sondenkernen, folgt innerhalb der Fehlergrenzen dem des ^{67}Zn. Dies führt zu dem Schluß, daß der EFG auch für diese Fremdatome im wesentlichen durch das Wirtsgitter bestimmt wird.

6. Magnetisches Hyperfeinfeld von Zink in Nickel

Zur Messung von MHF an Verunreinigungen in den Ferromagnetika werden eine Reihe von Methoden verwendet. Für jedes einzelne der Elemente muß jeweils nach der geeignetsten Methode gesucht werden. Deren Wahl hängt sehr häufig von der Kenntnis der Kerneigenschaften der Isotope eines betreffenden Elements ab. Die Zuverlässigkeit der verwandten Methoden ist recht unterschiedlich zu bewerten, beispielsweise sind die nach der integralen Spinrotationsmethode gewonnenen Daten häufig mit großen (bis zu 100%) Fehlern behaftet. Aber auch bei differentiellen Methoden treten dann große Schwierigkeiten auf, wenn der der Untersuchung dienende angeregte Kernzustand eine - eigentlich - zu kurze Lebensdauer hat und/oder der g-Faktor zu klein ist, d.h. wenn die für eine differentielle Spinrotationsmethode notwendige Bedingung $|g\mu_K H_{hf}\tau| \approx \hbar$ nur schlecht erfüllt ist. Als Beispiel für eine unsichere Messung dieser Art sei die Messung der Hyperfeinfelder von Zn in Fe, Co, Ni von Bałanda et al. |33| mit dem 1ns, 180keV-Niveau in ^{67}Zn angeführt. Hier kommt noch die Unsicherheit des g-Faktors von 13% hinzu.

Im Laufe der letzten fünfzehn Jahre sind die MHF in Fe, Co, Ni für die meisten Elemente bereits gemessen worden. Es zeichnet sich ein periodisches Verhalten der Werte für MHF in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Fremdatoms ab. Der Fortschritt ist wechselseitig: Je mehr Felder gemessen werden, desto deutlicher wird die empirische Systematik; je vollständiger diese Systematik belegt werden kann, desto eher lassen sich "Abweichungen" von ihr feststellen, und es muß jeweils geprüft werden, ob die Abweichungen der Systematik eine physikalisch zu interpretierende Struktur aufprägen, oder ob sie auf Fehlmessungen zurückzuführen sind. Nachmessungen sind in der Regel jedoch nur dann sinnvoll, wenn eine den alten Messungen überlegene Methode angewendet werden kann.

Nachdem der g-Faktor des isomeren $9/2^+$-Zustands in ^{67}Zn bis auf 0,8% bestimmt war, bot sich eine Messung des MHF von Zn in Nickel nach der Reaktion ^{64}Ni(α,n)^{67}Zn mit der DPAD-Methode an. Das Ergebnis dieser Messung zusammen mit der noch zu erläuternden semi-empirischen Systematik für Hyperfeinfelder von

Campbell |11| motivierte im oben erwähnten Sinne eine Nachmessung des MHF für Zn in Eisen |34|. Dort wurde ein Wert gefunden, der mit jener Systematik in Einklang steht, während die früheren Messungen dreier anderer Autoren |33,35,36| erhebliche Diskrepanzen zur Systematik aufweisen.

6.1 Messung des Hyperfeinfeldes

Das MHF wurde in Nickelproben mit statistisch orientierten Domänen und in Proben, die durch ein äußeres Magnetfeld polarisiert waren, gemessen. Die Spinpräzessionsspektren für verschiedene Temperaturen wurden nach Gl. (2) bzw. Gl. (5) ausgewertet und sind in Fig. 9 abgebildet. Die Dämpfung der Modulation wurde durch Funktionen der Form $e^{-F(t)}$ beschrieben; die Anisotropiekoeffizienten A_{22} der Spektren in Fig. 9 haben beim ersten Hauptmaximum den Wert $A_{22} = 0.18(1)$, damit ergibt sich nach Yamazaki |20| (siehe auch Abschnitt 4.2) für die Koeffizienten A_{44} ein Wert von $A_{44} \approx -0.02$, der hier vernachlässigt wurde.

Die Dämpfung der Spektren ist bei Zimmertemperatur am schwächsten und nimmt zu tieferen und besonders zu höheren Temperaturen zu. Die Messungen bei $T \leq 494$ K wurden mit einer Funktion $F(t) = \lambda t$ angepaßt, für $T \geq 542$ K ergaben sich bessere Anpassungen mit $F(t) = 0.5(\lambda t)^2$. Über den Ursprung der Dämpfung und zur Deutung der Dämpfungsfunktionen können - solange hierzu nicht systematische Messungen durchgeführt sind - keine verläßlichen Aussagen gemacht werden. Im vorliegenden Experiment wird eine Diskussion der Dämpfung noch dadurch erschwert, daß das Dämpfungsverhalten probenabhängig ist, wie die Messungen bei 319 K (Probe I) und 298 K (Probe II) zeigen. Eine gesicherte experimentelle Grundlage zur Diskussion von temperaturabhängigen Relaxationsphänomenen wäre natürlich erst dann gegeben, wenn die Messungen probenunabhängig wären. Für den vorliegenden Fall, in dem

die Probenabhängigkeit nicht weiter untersucht wurde, gilt, daß beide Proben vom Ausgangsmaterial her chemisch äquivalent sind (Verunreinigungen < 1%).

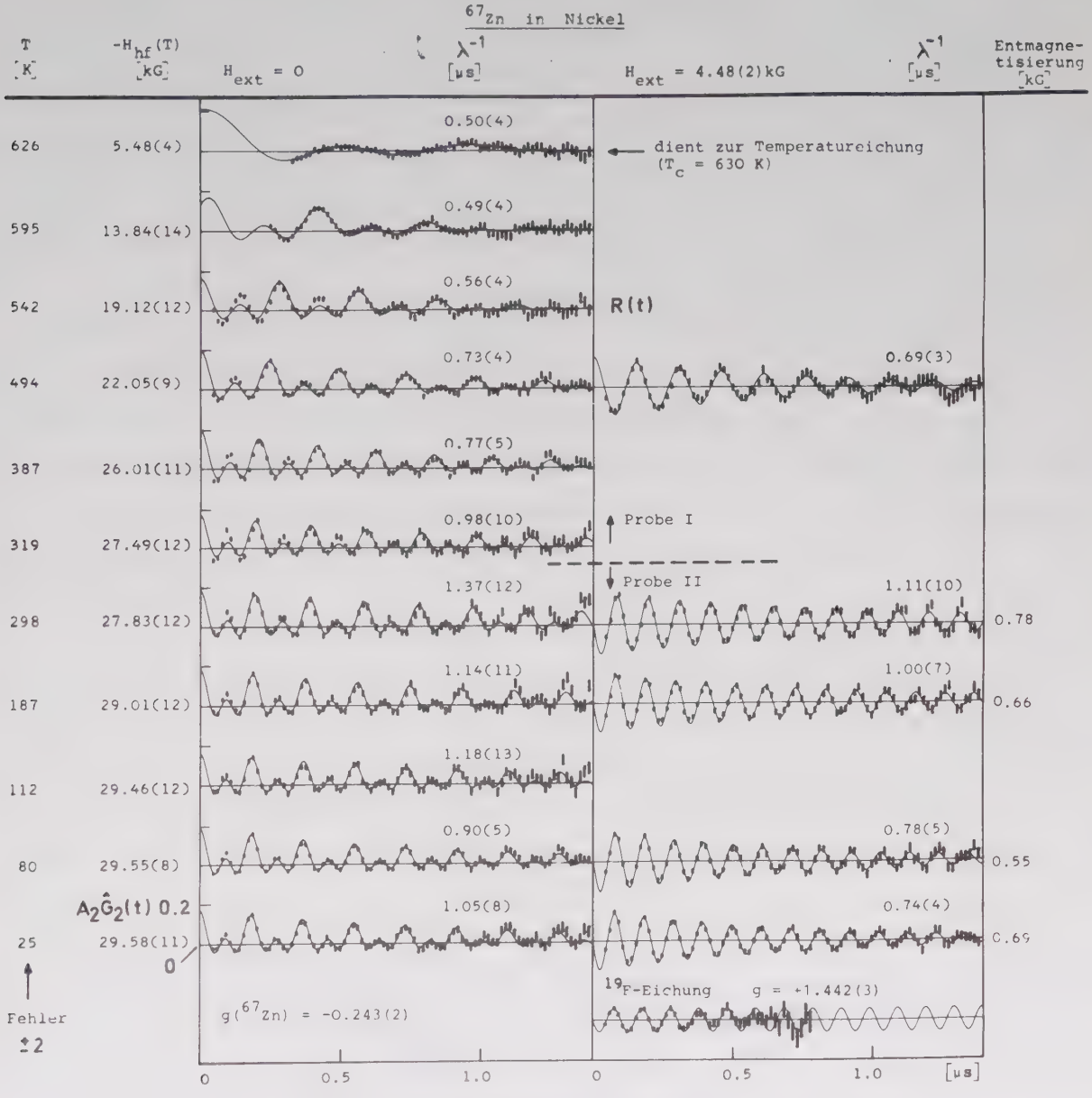

Fig.9: Zeitlich-differentielle Spinpräzessionsspektren von ^{67}Zn-Kernen in entmagnetisierten Nickelproben mit statistisch orientierten Domänen (links) bei verschiedenen Temperaturen. Rechts sind Spektren von polarisierten Proben abgebildet. Die Spektren bei T ≥ 319 K wurden mit Probe I (zunächst unpolarisiert, danach mit externem Magnetfeld polarisiert), die Spektren bei T ≤ 298 K wurden entsprechend mit Probe II gemessen. Der Fehler der Temperaturmessung bestimmt sich aus der Temperatureichung und der Meßgenauigkeit des Thermoelements. Die Dämpfungsfunktion für T ≥ 542Klautet: $\exp(-0.5(\lambda t)^2)$, für T ≤ 494K: $\exp(-\lambda t)$. In der Messung bei T = 494 K war das externe Feld ≈ 6 kG.

Die ungleiche mechanische Vorbehandlung der Proben (Pressen der aus der Schmelze gezogenen Nickelperlen, Ausheizzeit und -temperatur) mag der Grund für verschiedenartiges Verhalten sein. Streever et al. |37| haben Relaxationszeiten an Verunreinigungen in Nickel und Nickellegierungen gemessen und fanden ebenfalls Einflüsse, die auf die Probenpräparation zurückzuführen waren.

Die ersten Zwischenmaxima bei den an unpolarisierten Proben gewonnenen Spektren zeigen einige Abweichungen (insbesondere bei Probe I) von der theoretischen Kurve, was darauf hindeutet, daß die Proben wahrscheinlich nicht total entmagnetisiert waren.

Im folgenden sei von der absoluten Größe der Dämpfungskonstanten abgesehen. Ihr Temperatur g a n g jedoch kann folgende Ursachen haben: Zu tiefen Temperaturen hin sollten statische QWW, verursacht durch eingefrorene Störstellen, zum Dämpfungsverhalten der Modulationsamplitude beitragen. Zu höheren Temperaturen hin sind fluktuierende elektrische und auch magnetische Wechselwirkungen zu erwarten. Die Zunahme der Dämpfungskonstanten zu höheren Temperaturen könnte in Zusammenhang mit der zunehmenden Mobilität der Störstellen gebracht werden, die dann mit größerer Wahrscheinlichkeit durch das Potential der Fremdatome eingefangen werden. Eine Zunahme der Störstellendichte am Fremdatom würde die Variation der Dämpfungskonstanten erklären können. In einem DPAC-Experiment von Livi et al. |38| wurde Ta in Nickel implantiert. Die Dämpfung der Spinrotationsspektren, die gerade in getemperten Proben auftrat, wurde dort mit dem Einfang von Fehlstellen durch das Potential der Verunreinigung erklärt.

Würde die Dämpfung im Spinrotationsspektrum der Messung von 626 K a l l e i n auf Temperaturschwankungen zurückgeführt, so ergäbe sich folgende Abschätzung für die Temperaturinstabilität: Es sei die relative Halbwertsbreite durch $\delta = \lambda/\omega_o$ definiert, wobei λ die Halbwertsbreite der Frequenzverteilung und ω_o die Zentralfrequenz dieser Verteilung sind, dann ergibt sich der Wert $\delta(626) = 32(3)\%$, was eine Temperaturschwankung von < 1 K bedeutet. Das entspricht in etwa der Genauigkeit der Temperaturregelung. Daraus folgt, daß Temperaturinstabilitäten bei allen übrigen Messungen keine Rolle spielen.

Die Messung bei T = 626 K wurde über die Stärke des MHF mit folgender Begründung zur Temperatureichung relativ zur Curietemperatur T_c = 630 K verwandt: Eine Auswertung der Temperaturabhängigkeit des MHF für Zn in Nickel (Fig. 12, Abschnitt 6.2) zeigt, daß diese dem Temperaturverhalten der Gittermagnetisierung von Nickel folgt. Eventuelle Abweichungen von der Magnetisierungskurve z.B. für Mn in Fe |39| oder Sn in Ni |50| treten gewöhnlich im mittleren Temperaturbereich, kaum aber kurz unterhalb des Curiepunktes auf. (Mikroskopische Legierungseffekte für Zn in Ni, die den Wert für die Curietemperatur geringfügig verschieben können, bleiben hier unbeachtet).

In der ferromagnetischen Domäne eines kubischen Gitters wirkt auf den Sondenkern das effektive Feld

$$H_{eff} = H_{hf} + H_{ext} - DM.$$

D bedeutet Entmagnetisierungsfaktor, er hängt von der Probenform ab, M steht für Magnetisierung |40|. Diese Definition folgt der von Shirley et al. |41| angegebenen.

Fig. 10 illustriert eine Messung zur Bestimmung des Vorzeichens des am Zinkkernort wirkenden MHF. Beim stärkeren externen Magnetfeld wird die kleinere Larmorfrequenz beobachtet: Das Vorzeichen des MHF ist negativ. Die experimentellen Ergebnisse aller Messungen ohne und mit externem Magnetfeld sind in Tabelle 6 zusammengefaßt. Bei H_{ext} = O wird D = O, somit wird hier direkt das MHF gemessen. Die Extrapolation auf O K liefert den Wert

$$H_{hf}(O) = -29.6(3) \text{ kG},$$

der Fehler ist hauptsächlich auf den Fehler des g-Faktors zurückzuführen.

Der Wert von $H_{hf}(298) = -27.8(3)$kG stimmt nicht mit dem Resultat einer von Baranda et al. |33| publizierten Messung von $H_{hf}(\approx 300) = -16(4)$ kG überein. Die Unsicherheitsfaktoren in jener Messung wurden oben skizziert.

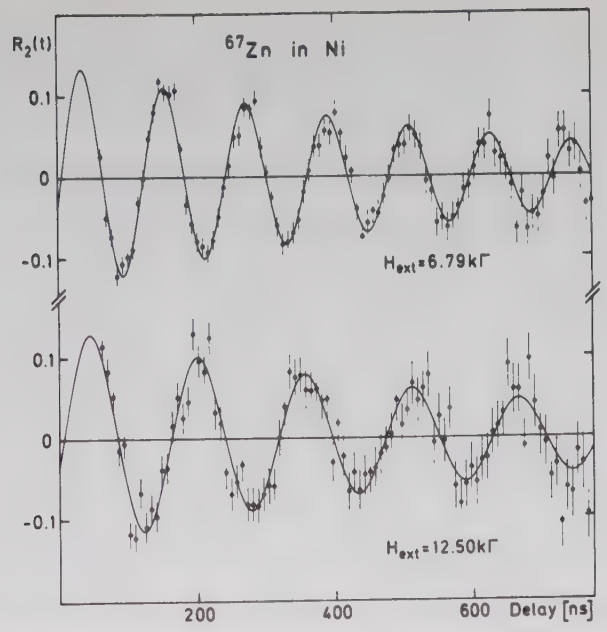

Fig.10: Zeitlich-differentielle Spinpräzessionsspektren der ^{67}Zn-Kerne in polarisierten Nickeltargets bei Zimmertemperatur.

Tabelle 6: Experimentelle Ergebnisse der Messungen unterhalb der Curie-Temperatur T_c = 630 K.

Temperatur [K]	$\frac{T}{T_c}$	H_{hf} a)c) [kG]	H_{hf}-DM b)c) [kG]
626(1)	0.994	- 5.48(4)	
595(2)	0.944	-13.84(14)	
542(2)	0.860	-19.12(12)	
494(2)	0.784	-22.05(9)	
387(2)	0.614	-26.01(11)	
319(2)	0.506	-27.49(12)	
298(2)	0.473	-27.83(12)	-28.61(15)
187(2)	0.297	-29.01(12)	-29.67(15)
112(2)	0.178	-29.46(12)	
80(2)	0.127	-29.55(8)	-30.10(12)
25(2)	0.040	-29.58(11)	-30.27(12)

a) Es gilt $H_{eff} = H_{hf}$, da $H_{ext} = 0$ und $D = 0$.

b) Es gilt H_{hf}-DM = H_{eff}-H_{ext}; H_{ext} = 4.48(2) kG. Der Vergleich in Spalte 3 und 4 führt zur Bestimmung von $D/4\pi$ = 0.11(2).

c) Die Fehler sind auf die Fehler bei der Frequenzbestimmung zurückzuführen. Der Fehler des g-Faktors ist noch nicht berücksichtigt.

6.2 Diskussion des Hyperfeinfeldes

Eine allgemeingültige Erklärung für die MHF am Kernort eines nichtmagnetischen Atoms im ferromagnetischen Wirtsgitter gibt es noch nicht, wohl aber einige semi-empirische Beschreibungen für gewisse Elementgruppen im Periodensystem. Hier soll geprüft werden, inwieweit der Wert für Zink in Nikkel mit den bisher aufgestellten Systematiken übereinstimmt.

Für das MHF werden im allgemeinen drei additive Komponenten genannt, nämlich der Beitrag aus der Corepolarisation H_{cp}, der Beitrag aus der Leitungselektronenpolarisation H_{cep} und ein Beitrag, der Überlappolarisation genannt wird, H_{op}, so daß insgesamt gilt:

$$H_{hf} = H_{cp} + H_{cep} + H_{op}.$$

(Der orbitale Magnetismus, der bei den seltenen Erden eine Rolle spielt, steht hier nicht zur Diskussion.) Betrachtet man die Veränderlichkeit der MHF mit der Elementzahl Z , so werden die genannten Komponenten in bestimmten wiederkehrenden Bereichen des Periodensystems einzeln so dominant, daß die jeweils anderen Beiträge u.U. vernachlässigt werden können.

Die starken negativen MHF, die bei den d-Übergangselementen auftreten, werden im wesentlichen dem H_{cp}-Term zugeschrieben. Die Austauschwechselwirkung zwischen der nicht gefüllten d-Schale und den inneren s-Schalen bewirkt eine Polarisation der s-Elektronen, deren nichtverschwindende Spindichte am Kernort somit ein Kontaktfeld bewirkt. Summation über alle inneren s-Schalen-Beiträge führt zur quantitativen Berechnung von H_{cp}. (Watson und Freemann |42|). Da Zink eine abgeschlossene 3d-Schale besitzt, können Corepolarisationseffekte in diesem Sinne vernachlässigt werden.

Die Überlappolarisation tritt in solchen Fällen auf, in denen das Atomvolumen wesentlich größer ist als das der Wirtsatome. Sie ist zurückzuführen auf die Überlappung der Wellenfunktionen der s-Elektronen in den äußeren Schalen mit den Wellenfunktionen der polarisierten d-Elektronen der Wirtsgitteratome, so daß

die Kontaktwechselwirkung der gebundenen ns-Elektronen den entscheidenden Beitrag zum MHF liefert. Berechnungen beispielsweise von Shirley |43| haben gezeigt, daß dieser Mechanismus MHF in der Größenordnung von $\approx +10^6$ Gauss erzeugt, was mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmt. Die Gleichung $H_{hf} \approx H_{op}$ gilt insbesondere für Fremdatome wie Edelgase und Halogenide. Mit Hilfe des Mössbauereffekts wurden kürzlich von de Waard und Mitarbeitern |44,45| MHF von Sb, Te, I und Xe in Eisen und daran der Term H_{op} untersucht. Während Sb und Te nur ein einziges MHF wahrnehmen, zeigen die Messungen von I und Xe mindestens drei diskrete MHF-Komponenten. Die Hochfeldkomponenten sowie die Ergebnisse für Sb und Te werden substitutionellen Gitterplatzbesetzungen zugeschrieben, während die Nieder- und Mittelfeldkomponenten von Kernen herrühren, die nicht-substitutionelle Plätze besetzen bzw. eine große Fehlstellendichte in ihrer unmittelbaren Nähe haben. Die Effekte konnten quantitativ mit dem Modell der Überlappolarisation berechnet werden. Das Verhältnis der Atomvolumina ist $V(I)/V(Fe) \approx V(Xe)/V(Fe) \approx 6$, d.h. die implantierten I- und Xe-Verunreinigungen sind wesentlich größer als das Volumen ihrer Wirtsatome. Für Sb und Te ist das Verhältnis nahe 1: $V(Sb)/V(Fe) \approx V(Te)/V(Fe) \approx 1.4$. Folglich liegt hier der Schluß nahe, daß der Beitrag von H_{op} zum MHF verschwindend ist. Für Zink und Nickel gilt das Verhältnis $V(Zn)/V(Ni) \approx 1.2$. Daraus kann gefolgert werden, daß der (positive) H_{op}-Term für Zn ebenfalls bedeutungslos ist. Satellitenfelder wurden für Zn in Nickel nicht beobachtet.

Daß der soeben angesprochene Problemkreis jedoch nicht ohne weiteres zu lösen ist, sollen zwei weitere Experimente belegen: Fluor, das zu Fe, Co, Ni ein sehr viel kleineres Atomvolumen hat, zeigt bei Implantationsversuchen ebenfalls mehrere Satellitenfelder |46|. Möglicherweise lassen sich diese Effekte im Überlappolarisationsmodell erklären. In dem schon erwähnten DPAC-Experiment von Livi et al. |38| wurde Ta in Nickel implantiert, und auch hier ließen sich Satellitenfelder feststellen, obwohl die Atomvolumina ein Verhältnis von nur 1.4 haben.

Zur Deutung des Hyperfeinfeldes von Zn in Nickel bleibt also nur noch der H_{cep}-Term als wesentlicher Beitrag. Zur quantitativen Berechnung des Kontaktfeldes am Kernort des implantierten Atoms gilt es, die Polarisation der Leitungselektronen mit s-Wellencharakter $|\Psi_s(0)\uparrow|^2 - |\Psi_s(0)\downarrow|^2$ zu bestimmen. Die Spinpolarisation im Leitungsband wird durch die s-d-Austauschwechselwirkung bewirkt. Die Stärke der Polarisation hängt wesentlich vom Potentialtopf des Fremdatoms ab.

In einer frühen Arbeit haben Daniel und Friedel |47| erste Versuche unternommen, MHF quantitativ unter diesen Aspekten zu berechnen. Campbell |11| modifizierte dieses Modell insbesondere dadurch, daß er eine viel geringere Anzahl von s-Elektronen pro Atom im Leitungsband (0.25 anstatt 1) annahm, was zu einer völlig anderen s-Elektronen-Polarisation am Kernort des Fremdatoms führt. Die Berechnungen ergaben gute Übereinstimmung mit den Hyperfeinfeldern der 5sp-Elemente in Eisen. Der Übergang zu den anderen Ferromagnetika sollte nach Campbell proportional zum magnetischen Moment sein; die experimentellen Ergebnisse folgen jedoch dieser erwarteten Gesetzmäßigkeit in vielen Fällen nicht. Campbell "überbrückte" diese Schwierigkeit durch den Vorschlag einer phänomenologischen Parametrisierung der MHF für die sp-Elemente. Die MHF werden durch lineare und quadratische Terme des magnetischen Moments des Wirtsgitteratoms wiedergegeben:

$$H_{hf} = \alpha\mu + \beta\mu^2.$$

Die Parameter α und β sind nur von der Probe abhängig und verändern sich stetig von Element zu Element. Die Abhängigkeit des MHF von einem quadratischen Term ist empirisch gefunden worden, jedoch steht bisher die physikalische Begründung noch aus. Die Parameter α und β sind bekannt, sobald wenigstens zwei MHF (in Fe, Co oder Ni) gemessen sind. Die Beziehung $H_{hf} = \alpha\mu + \beta\mu^2$ gilt nicht exakt, denn in der Regel liegen nicht alle d r e i Werte der Felder genau auf dem so definierten Kegelschnitt.

Für jedes der Elemente in der IV. Periode Cu, Ga und Ge sind wenigstens zwei der Hyperfeinfelder gemessen |48|. Damit sind die empirischen Werte von α und β berechenbar und eine Interpolation für Zink ergab die Gleichung

$$H_{hf} = -35\mu - 25\mu^2.$$

Diese Funktion ist in Fig. 11B aufgetragen, Fig. 11A zeigt die Parameterkurven. Die Parameter α und β sind mit einer Unsicherheit von etwa 10% behaftet.

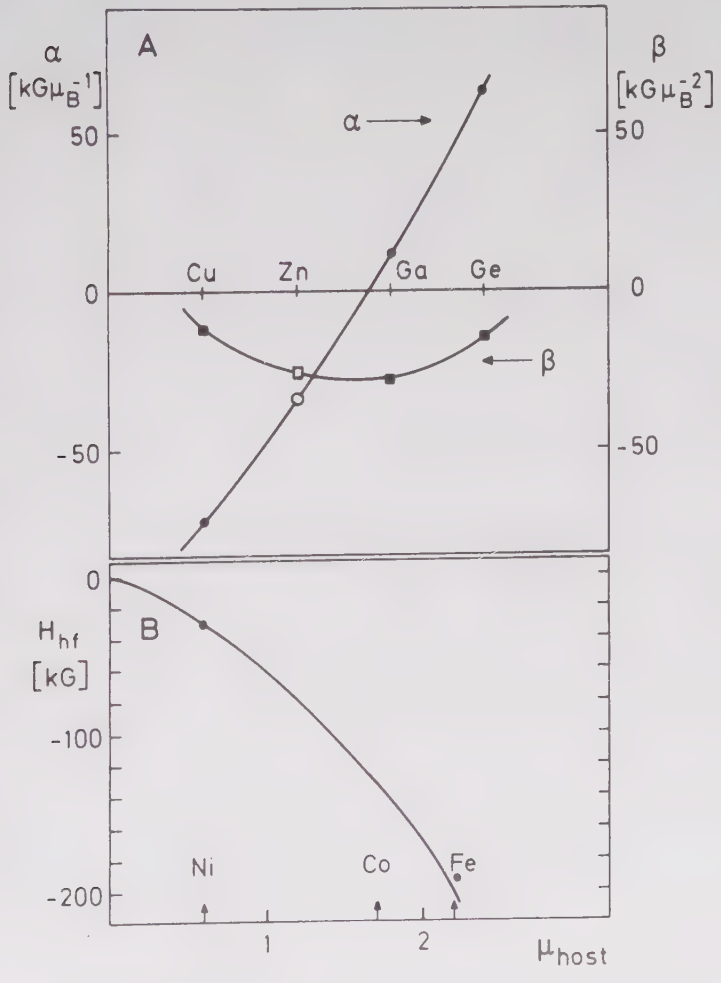

Fig.11:

A Empirische Werte für die Parameter α und β. Die Kurven sind handgezeichnet.

B Interpolierte Parabel für Zink nach den Werten für α (o) und β (σ) aus A.

Für Zink in Nickel ($\mu(Ni) = 0.6\mu_B$) ergibt sich $H_{hf} = -30(3)$ kG in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert; für Eisen ($\mu(Fe) = 2.2\mu_B$) gilt die Voraussage $H_{hf} = -200(20)$ kG, sie stimmt nicht überein mit früher publizierten Resultaten |33,35,36|, die zwischen ≈ -95 und ≈ -123 kG liegen. Das Ergebnis der Messung von

Zink in Nickel zusammen mit dem Modell von Campbell wurde zum Anlaß genommen, ein Implantationsexperiment mit ^{67}Zn in Eisen durchzuführen und die DPAD-Methode anzuwenden. Das Resultat war $H_{hf}(Zn\underline{Fe}) = -191(3)$ kG |34|.

Wird das MHF für Zn in Nickel mit der Gittermagnetisierung M(T) von Nickel |40| verglichen, so folgt aus den vorliegenden Messungen

$$H_{hf}(T) = C \cdot M(T).$$

Der Verstärkungsfaktor C = -4.54 ist bis auf ±1% konstant. Fig. 12 zeigt den Vergleich in reduzierten Koordinaten.

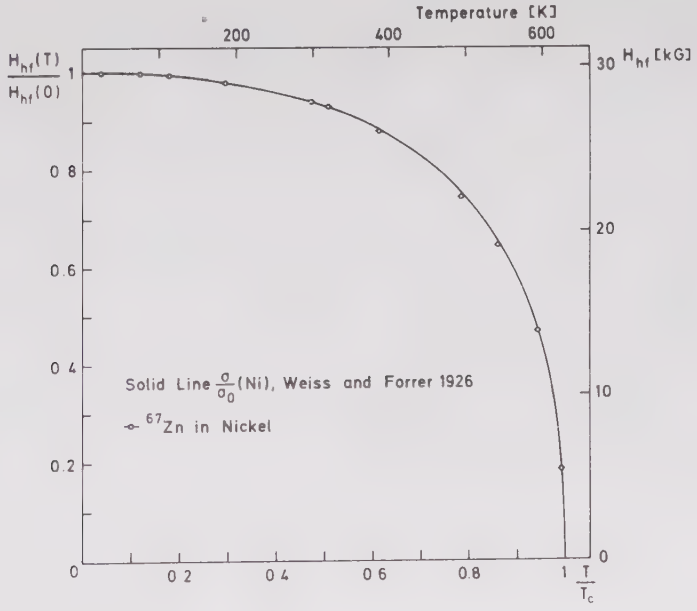

Fig.12: Temperaturabhängigkeit des Hyperfeinfeldes in reduzierten Koordinaten. T_C ist die Curie-Temperatur.

Das "normale" Temperaturverhalten wird im Rahmen der Molekularfeldtheorie erklärt und mit einer Brillouinfunktion quantitativ beschrieben (z.B. |49|). Die meisten sp-Elemente zeigen ein solches Temperaturverhalten. Eine Ausnahme bildet Sn, dessen strengere Temperaturabhängigkeit jedoch - qualitativ - von Balabanov und Delyagin |50| erklärt werden konnte. Diese Autoren

schlugen bereits früher |10| ein semi-empirisches Modell vor, mit dessen Hilfe die absoluten Werte der MHF bei T = O K insbesondere der sp-Elemente mit einiger Zuverlässigkeit vorausgesagt werden konnten; ebenso wurde deren (eventuell anomaler) Temperaturgang verständlich. Nach diesem Modell tragen zwei große Terme mit verschiedenen Vorzeichen zum Wert des MHF bei, so daß gilt $H_{hf} = H^+ - H^-$. Beide Terme haben ihren Ursprung in der Polarisation der Leitungselektronen. Eine direkte Wechselwirkung zwischen polarisierten Leitungselektronen und den inneren Schalen führt zur Polarisation der inneren Schalen, die damit ein positives Kontaktfeld H^+ am Kernort bewirken. H^+ sollte für jede Periode konstant sein. Die Leitungselektronen polarisieren aber auch die äußeren nur teilweise aufgefüllten Schalen, die ihrerseits die inneren polarisieren und zu einem negativen Beitrag H^- am Kernort führen. Dieser Beitrag ist stark abhängig von der Elektronenzahl ν in den äußeren Schalen (Summe der (n-1)d-, ns-, np-Elektronen, maximal 18) und erreicht seinen maximalen Wert, wenn die Schalen zur Hälfte ($\nu = 9$) gefüllt sind. Mit ν gegen Null bzw. gegen 18 wird der Beitrag H^+ dominant. Balabanov und Delyagin geben eine semi-empirisch gefundene Formel parabolischen Charakters für das MHF in Abhängigkeit von der Anzahl der äußeren Elektronen ν an:

$$H_{hf} = Z_o^{1.3} \left[-2.48 + 0.113(\nu-9)^2\right]\mu,$$

wobei $\mu = 0.6\mu_B$ für Nickel gilt, Z_o ist die Anzahl der Elektronen in den gefüllten Schalen, die Parameter -2.48 und O.113 wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate aus den 1967 bekannten Hyperfeinfeldern ermittelt. In Fig. 13 ist ein Teil der Parabel gezeichnet, ebenso die gemessenen MHF für Ni bis Se. Der Wert für Zink paßt sich dieser Systematik gut an.

Sorgfältige Untersuchungen (|50| und dort angegebene Referenzen) über die Radialabhängigkeit von H^- und H^+ vom Aufpunkt des Fremdatoms in ferromagnetischen Legierungen führten zu einer Modellvorstellung über die magnetischen Eigenschaften der Umgebung des Fremdatoms in Abhängigkeit von der Wirtsmatrix. Qualitativ lassen sich damit sowohl die MHF als auch deren Temperaturverhalten erklären.

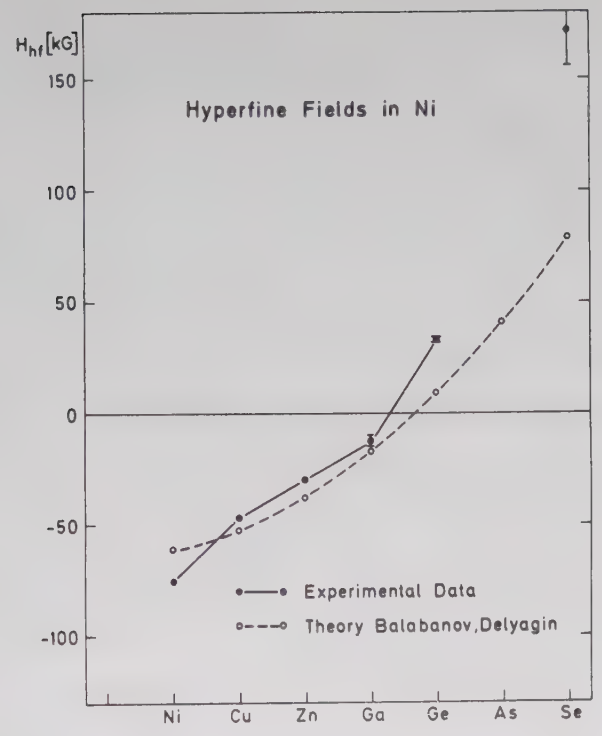

Fig.13:

Vergleich von gemessenen und berechneten |10| MHF in Nickel. Die experimentellen Werte für Ni, Cu, Ge sind aus Ref. 48, der für Ga nach Ref. 51, der für Se aus Ref. 52.

Bisher gab es nur wenige Fälle, in denen MHF mit der DPAD-Methode gemessen wurden. Beispiele sind ^{57}Fe in Eisen nach einer (d,p)-Reaktion, gemessen von Riegel et al. |53| und ^{62}Cu in Nikkel nach einer (d,n)-Reaktion, gemessen von Bleck et al. |54|. Die resultierenden MHF stimmten mit denen überein, die mit anderen Methoden bestimmt worden waren. Hieraus darf geschlossen werden, daß die Umgebung des Sondenkerns in ihren magnetischen Eigenschaften nicht merklich durch Strahlenschäden gestört wird. Bei den Messungen zu Zink in Nickel wurden zwei Argumente gefunden, die diese Schlußfolgerung stützen:

(i) Der gemessene Wert für das MHF paßt in die Systematiken,

(ii) die Temperaturabhängigkeit ist über dem gesamten gemessenen Bereich mit der Temperaturabhängigkeit der Gittermagnetisierung identisch.

Allerdings ist die DPAD-Methode mit der Verwendung ferromagnetischer Targets nur auf solche Elemente beschränkt, die über eine Kernreaktion erreichbar sind. Schwerionenexperimente werden zahlreiche weitere Experimente ermöglichen.

7. Schlußbemerkung

In dieser Arbeit wurde der isomere $9/2^+$-Zustand im ^{67}Zn als Sonde für Festkörperuntersuchungen in DPAD-Experimenten vorgestellt. Dabei wurden nur "elementare" Implantationstechniken beschrieben, in denen der Sondenkern in seinem eigenen Target durch den Abbremsprozeß implantiert wurde. Die Nützlichkeit der Sonde wird in zwei Experimenten, die über diese Arbeit bereits hinausgehen, gestützt. Nachdem, wie bereits erwähnt, der Wert der Messungen zu Zink in Eisen |33,35,36| angezweifelt worden war, wurde in einem Implantationsexperiment unter Verwendung eines Ni-Fe-Schichttargets das MHF gemessen |34|. Der neue Wert paßt in die phänomenologische Systematik von Campbell |11|. Die genaue Kenntnis des MHF für Zn in Fe bietet eine Anwendung für die Kernphysik an: Der g-Faktor des $9/2^+$-Zustands bei 1.066 MeV in ^{65}Zn ($\tau \approx 6$ ns, $g \approx -0.2$ geschätzt), läßt sich möglicherweise in einem analogen Implantationsexperiment über die Reaktion $^{62}Ni(\alpha,n)$ messen |24|.

Die QWW des ^{67}Zn im hexagonalen Kadmiumkristall wurde in einem anderen Implantationsexperiment von Bartsch et al. |55| beobachtet. Damit war das fehlende Glied in dem Ringexperiment: Cd in Kadmium und Zink und: Zn in Kadmium und Zink bestimmt.

Literaturverzeichnis

1. a) H. Bertschat, U. Leithäuser, K.H. Maier, E. Recknagel, B. Spellmeyer
   Magnetic Moment of the Isomeric $9/2^+$ State in ^{67}Zn,
   Nucl. Phys. A215, 486 (1973).
   b) H. Bertschat, E. Recknagel, B. Spellmeyer
   Temperature-Dependent Electric-Quadrupole Interaction of ^{67}Zn in Zinc Metal,
   Phys. Rev. Lett. 32, 18 (1974).
   c) H. Bertschat, H. Haas, F. Pleiter, E. Recknagel, E. Schlodder, B. Spellmeyer
   Magnetic Hyperfine Field for Zinc in Nickel,
   Z. Physik 267, 299 (1974)
2. R.S. Raghavan, P. Raghavan, Phys. Lett. 36A, 313 (1971).
3. E. Bodenstedt, U. Ortabasi, W.H. Ellis, Phys. Rev. B6, 2909 (1972).
4. H. Haas und D.A. Shirley, J. Chem. Phys. 58, 3339 (1973).
5. J.M. McDonald, P.M.S. Lesser, D.B. Fossan, Phys. Rev. Lett. 28, 1057 (1972).
6. J. Bleck, R. Butt, H. Haas, W. Ribbe, W. Zeitz, Phys. Rev. Lett. 29, 1371 (1972).
7. N.C. Mohapatra, C.M. Singal, T.P. Das, Phys. Rev. Lett. 31, 530 (1973).
8. J. Bleck, D.W. Haag, W. Ribbe, Nucl. Instr. 67, 169 (1969).
9. B.N. Samoilov, V.V. Sklyarevski, E.P. Stepanov, Soviet. Phys. JETP 9, 448 (1959).
10. A.E. Balabanov, N.N. Delyagin, Soviet. Phys. JETP 27, 752 (1968).
11. I.A. Campbell, J. Phys. C2, 1338 (1969).
12. D. von Ehrenstein, J.P. Schiffer, Phys. Rev. 164, 1374 (1967).
13. Z.P. Sawa, J. Sztarkier, Phys. Scripta 3, 243 (1971).
14. H. Frauenfelder, R.M. Steffen in
    Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy,
    ed. K. Siegbahn, vol. 2 (North-Holland, Amsterdam, 1965), p. 997.
15. E. Matthias. S.S. Rosenblum, D.A. Shirley, Phys. Rev. Lett. 14, 46 (1965).

16. S.A. Moszkowski in
Alpha-, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy,
ed. K. Siegbahn, vol. 2 (North-Holland, Amsterdam, 1965),
p. 863.
17. R.S. Hager, E.C. Seltzer, Nucl. Data A4, 1 (1968).
18. H. Bertschat, H. Haas, W. Leitz, U. Leithäuser, K.H. Maier,
H.-E. Mahnke, E. Recknagel, W. Semmler, R. Sielemann,
B. Spellmeyer, Th. Wichert,
Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Moments and Nuclear
Structure,
vol. 34, ed. H. Horie and K. Sugimoto (Kyoto, 1973), p. 217.
19. V.S. Shirley in
Hyperfine Interactions in Excited Nuclei,
ed. G. Goldring and R. Kalish, vol. 4 (Gordon and Breach,
New York, 1971), p. 1255.
20. T. Yamazaki, Nucl. Data A3, 1 (1967).
21. W. Lamb, Phys. Rev. 60, 817 (1941).
22. H. Noya, A. Arima, H. Horie, Progr. Theor. Phys. Jap.,
Suppl. 8, 33 (1958).
23. D. Riegel, N. Bräuer, F. Dimmling, B. Focke, K. Nishiyama,
Phys. Lett. 46B, 170 (1973).
24. H. Bertschat, H. Haas, F. Pleiter, E. Recknagel, E. Schlodder,
B. Spellmeyer, laufende Experimente.
25. H. Haas. W. Leitz, H.-E. Mahnke, W. Semmler, R. Sielemann,
Th. Wichert, Phys. Rev. Lett. 30, 656 (1973).
26. T.P. Das, M. Pomerantz, Phys. Rev. 123, 2070 (1961).
27. R.E. Watson, A.C. Gossard, Y. Yafet, Phys. Rev. A140, 375
(1965).
28. Interpolierte Gitterparameter für Zn:
Gmelin, Handbuch d. an. Chemie, Zink, Ergänzungsband (Weinheim 1956), p. 282.
Interpolierte Gitterparameter für Cd:
a.a.O. Cadmium, Ergänzungsband (Weinheim 1959), p. 56.
29. F.D. Feiock, W.R. Johnson, Phys. Rev. 187, 39 (1969).
30. R.W. Stark, L.M. Falicov, Phys. Rev. Lett. 19, 795 (1967).
31. P. Raghavan, R.S. Raghavan, E.N. Kaufmann, K. Krien,
R.A. Naumann, Vorveröffentlichung.

32. K. Krien, J.C. Soares, A.G. Bibiloni, R. Vianden, Z. Physik 266, 195 (1974).
33. A. Bałanda, K. Królas, A.Z. Hrynkiewicz, J. Styczeń, Acta Phys. Pol. A42, 453 (1972).
34. Y.K. Agarwal, H. Bertschat, H. Haas, F. Pleiter, E. Recknagel, E. Schlodder, B. Spellmeyer, Phys. Lett. 47A (1974) 161.
35. O.A. Chilashvili, C.J. Sanctuary, N.J. Stone in Proc. 11th Int. Conf. Low Temp. Phys., St. Andrews, p. 523 (1968).
36. P. Inia, Y.K. Agarwal, H. de Waard, Phys. Rev. 188, 605 (1969).
37. R.L. Streever, P.J. Caplan, Phys. Rev. B7, 4052 (1973).
38. R.P. Livi, F.P. Livi, J.D. Rogers, F.C. Zawislak, Phys. Rev. B8, 3098 (1973).
39. Y. Koi, A. Tsujimura, T. Hihara, J. Phys. Soc. Japan 19, 1493 (1964).
40. P. Weiss, R. Forrer, Ann. d. Phys. 15, 153 (1926).
41. D.A. Shirley, S.S. Rosenblum, E. Matthias, Phys. Rev. 170, 363 (1968).
42. R.E. Watson, A.J. Freemann in Hyperfine Interactions ed. A.J. Freemann, R.B. Frankel (Academic Press, New York, 1967), p. 53.
43. D.A. Shirley, Phys. Lett. 25A, 129 (1967).
44. H. de Waard, priv. Mitteilung.
45. S.A. Drentje, S.R. Reintsema, G.N. Kalkmann, Conf. on the Application of Ion Beams in Metals, Sandia Labs., Albuquerque (N. Mex., USA) 1973.
46. J. Braunsfurth, J. Morgenstern, H. Schmidt, H.J. Körner, Z. Physik 202, 321 (1967).
47. E. Daniel, J. Friedel, J. Phys. Chem. Solids 24, 1601 (1963).
48. T.A. Koster, D.A. Shirley in Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, ed. G. Goldring and R. Kalish, vol. 4 (Gordon and Breach, New York, 1971), p. 1239.
49. J.S. Smart, Effective field theories of magnetism (Saunders Company, Philadelphia and London, 1966).

50. A.E. Balabanov, N.N. Delyagin, Soviet. Phys. JETP 30, 1054 (1970).
51. K. Królas, private Mitteilung.
52. A. Baťanda, K. Królas, A.Z. Hrynkiewicz, Joint Inst. Nuclear Res., Dubna, UdSSR, P14 6701 (1972).
53. D. Riegel, G. Weyer, Z. Physik 248, 162 (1971).
54. J. Bleck, R. Butt, K.H. Lindenberger, W. Ribbe, W. Zeitz, Z. Physik 263, 169 (1973).
55. W. Bartsch, J. Golczewski, W. Leitz, H.-E. Mahnke, W. Semmler, R. Sielemann, Th. Wichert, private Mitteilung.

Diese Arbeit wurde am Hahn-Meitner-Institut Berlin im Bereich Kern- und Strahlenphysik (Leitung Prof. Dr. K.H. Lindenberger) durchgeführt.

Den Damen und Herren des Bereichs Kern- und Strahlenphysik sowie der elektronischen und mechanischen Abteilung danke ich für ihre Mithilfe.

Für die Hilfe bei den Messungen und für hitzige Diskussionen danke ich den Herren H. Haas, U. Leithäuser, K.H. Maier, F. Pleiter, E. Recknagel, E. Schlodder und B. Spellmeyer.

L e b e n s l a u f

1942, am 1.8. wurde ich in Walddorf/Ostpreußen als erstes von drei Kindern des Schreiners Heinz Bertschat und seiner Ehefrau Martha, geb. Schankat, geboren.

1945 wurden wir nach Schleswig-Holstein umgesiedelt, wo ich später die Volks- und Mittelschule besuchte. Seit

1955 besuchte ich die Realschule und später das Aufbaugymnasium in Wuppertal.

1962 bestand ich die Reifeprüfung und begann das Physik-, Mathematik- und Chemiestudium an der Universität Münster.

1964 setzte ich dieses Studium an der Freien Universität Berlin fort; Vorlesungen und Seminare in Philosophie, Psychologie und Pädagogik kamen hinzu.

1969 begann ich mit dem Studium der Hyperfeinwechselwirkungen in kondensierter Materie am Hahn-Meitner-Institut, Sektor Kernphysik.

1970 legte ich die Diplomprüfung in Physik ab. Danach beteiligte ich mich weiterhin an Experimenten zu Hyperfeinwechselwirkungen und wählte ein Thema aus diesem Gebiet für meine Dissertation.